



Etudes spectrométriques de plasmas de rentrées atmosphériques (Mars-Terre) par torche plasma à couplage inductif à basse pression

Pierre-Alban Gouy

► To cite this version:

Pierre-Alban Gouy. Etudes spectrométriques de plasmas de rentrées atmosphériques (Mars-Terre) par torche plasma à couplage inductif à basse pression. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. NNT : 2015CLF22608 . tel-01289839

HAL Id: tel-01289839

<https://theses.hal.science/tel-01289839>

Submitted on 30 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre: D.U. 2608

Université Blaise Pascal - Clermont II

Ecole Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur de Clermont-Ferrand

Thèse

présentée par

Pierre-Alban GOUY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : PHYSIQUE DES PLASMAS

Laboratoire d'accueil : Institut Pascal

Titre de la thèse :

**Études spectrométriques de plasmas de rentrées
atmosphériques (Mars-Terre) par torche à plasma
à couplage inductif à basse pression.**

Soutenue le 30 octobre 2015

Composition du jury :

Christophe	LAUX	Rapporteur
Arnaud	BULTEL	Rapporteur
Luc	BIDEUX	Directeur de thèse
Damien	VACHER	Encadrant
Michel	DUDECK	Examinateur
Mario	LINO DA SILVA	Examinateur
Pierre	OMALY	Examinateur
Julien	ANNALORO	Examinateur

Table des matières

Remerciements	7
Introduction générale	9
1 Principes théoriques	13
1.1 Introduction à la rentrée atmosphérique	13
1.1.1 Problématique	13
1.1.2 Conditions d'une rentrée martienne	14
1.2 Généralités sur les Plasmas	16
1.2.1 Définition d'un plasma	16
1.2.2 Concepts fondamentaux	17
1.2.2.1 Plasma chaud / Plasma froid	17
1.2.2.2 Neutralité électrique	18
1.2.2.3 Fonctions de partition	18
1.2.2.4 Équilibres thermodynamiques et Températures	18
1.2.3 Réactions dans le plasma	21
1.3 Spectrométrie d'émission	22
1.3.1 Introduction	22
1.3.2 Principe de base de la spectrométrie	23
1.3.2.1 Caractéristiques des raies	23
1.3.2.2 Élargissement des raies	24
1.3.2.3 Continuum	25
1.3.3 Position des raies spectrales	25
1.3.4 Intensité des raies spectrales	25
1.3.5 Méthodes de recherche de température	27
1.3.5.1 Méthode absolue	27
1.3.5.2 Méthode relative	27
1.3.5.3 Méthode de la droite de Boltzmann	27
1.4 Généralités sur SPARTAN	27
1.4.1 SPARTAN	27
1.4.1.1 Code raie par raie : principe de base	27
1.4.1.2 Fonctionnement de SPARTAN	28
Bibliographie	29
2 Dispositif expérimental	31
2.1 Description des éléments	31
2.1.1 Torche à induction et génération du plasma	31
2.1.2 Caisson à vide	33

TABLE DES MATIÈRES

2.1.3	Gaz	37
2.1.4	Spectromètre	38
2.1.5	Caméra infrarouge	39
2.2	Problèmes rencontrés	40
	Bibliographie	41
3	Résultats de spectrométrie	43
3.1	Programmes	43
3.1.1	Programmes pour le traitement des spectres	43
3.1.1.1	Distorsion des spectres (étalonnage en longueur d'onde)	43
3.1.1.2	Étalonnage en intensité	44
3.1.1.3	Fusion des spectres	45
3.1.1.4	Exemple N ₂	45
3.1.2	Programmes pour l'analyse des spectres	46
3.1.2.1	Recherche de raies	47
3.1.2.2	Automatisation de SPARTAN	48
3.1.2.3	Calcul de composition	48
3.2	Expériences réalisées	49
3.2.1	Liste des expériences	49
3.2.2	Positions d'observation	50
3.2.3	Présentation des spectres	51
3.3	Études des raies atomiques par la droite de Boltzmann	66
3.4	Recherche des températures par comparaison avec le code SPARTAN	69
3.4.1	Introduction	69
3.4.2	Comparaison directe	69
3.4.2.1	Principe	69
3.4.2.2	Plasma de diazote	69
3.4.2.3	Plasma d'atmosphère martienne	74
3.4.3	Méthode de soustraction	75
3.4.3.1	Principe	75
3.4.3.2	Plasma d'azote	77
3.4.3.3	Plasma d'atmosphère martienne : Structure CN	82
3.4.3.4	Problèmes de la méthode	84
3.4.3.5	Conclusion	85
3.5	Application à une expérience extérieure	86
	Bibliographie	86
4	Méthode de la transformée de Fourier	87
4.1	Introduction	87
4.2	Principe et application sur un plasma de N ₂	87
4.2.1	Principe théorique	87
4.2.2	Observation à petite échelle	89
4.2.3	Choix du point de normalisation	91
4.2.4	Calcul systématique	93
4.2.5	Température	96
4.3	Étude sur le plasma de composition martienne	100
4.3.1	Choix du spectre moléculaire : CN	100
4.3.2	Résultats	100

4.4	Conclusion	102
5	Étude par caméra infrarouge	103
5.1	Introduction	103
5.2	Etalonnage	103
5.3	Expériences	106
5.4	Observation	110
5.5	Bilan de puissance	111
5.5.1	Présentation théorique	111
5.5.2	Calcul de P_{total}	112
5.5.3	Calcul de P_{eau}	112
5.5.4	Calcul de P_{quartz}	112
5.5.5	Estimation du rendement de la torche	114
5.6	Enthalpie massique et température	115
5.6.1	Calcul direct de l'enthalpie	115
5.6.2	Variation de l'enthalpie	115
5.6.3	Détermination de la plage de température	117
5.7	Transfert thermique Quartz/Plasma	118
5.8	Conclusion	121
	Bibliographie	122
	Conclusion Générale	123
A	Étude de la longueur du plasma	127
A.1	Introduction	127
A.2	Analyse empirique	127
A.3	Effet des paramètres d'entrée sur la longueur du plasma	128
A.4	Étude du nombre de Reynolds dans le cas de N_2	129
	Bibliographie	131
B	Résultats obtenus avec la caméra thermique	133
B.1	Introduction	133
B.2	Résultats expérience argon	134
B.3	Résultats expérience diazote	137
B.4	Résultats expérience dioxyde de carbone	140

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements

Ce mémoire de thèse est terminé! Mais bien entendu, l'aboutissement de trois ans de doctorat n'est pas un travail solitaire, et ce manuscrit n'aurait pas vu le jour sans l'aide et le soutien d'un grand nombre de personnes.

Tout d'abord, je commence à remercier le CNES et la région Auvergne pour le financement cette thèse qui s'est déroulée dans les locaux de l'Université Blaise Pascal et de l'Institut Pascal de Clermont-Ferrand.

Je souhaiterais exprimer ma gratitude à Damier VACHER, mon co-directeur de Thèse, pour la confiance qu'il m'a accordée en encadrant mes recherches pendant trois ans, pour ses conseils multiples et pour toutes les heures qu'il a consacrées à la correction de ce manuscrit et de tous les documents et articles rédigés pendant la thèse.

Mes remerciements vont aussi à Luc BIDEUX, qui a accepté de devenir mon directeur de Thèse lorsqu'il a fallu changer d'urgence de laboratoire d'accueil.

Je remercie également Sébastien MENECHIER, pour sa relecture, ses idées et son aide lors des nombreuses expériences réalisées.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe du laboratoire, pour leur accueil chaleureux et leur bonne humeur contagieuse. J'en profite pour les remercier aussi de leur aide inestimable lors de cette fameuse semaine de 2014 où il a fallu déménager d'urgence la torche, le caisson, le spectromètre et j'en passe.

Un grand merci à Cyril ACHARD pour la réalisation des plans et pour le montage initial du caisson à vide. Il m'a aussi appris le démontage et l'entretien de la torche, une tâche absolument nécessaire.

Je veux remercier maintenant les deux rapporteurs, Christophe LAUX et Arnaud BULTEL, pour leur relecture, leur remarques enrichissantes et leur temps passé sur mon manuscrit. J'en profite pour remercier Michel DUDECK et Mario LINO DA SILVA pour leur lecture exhaustive et leurs conseils afin d'améliorer à la fois ce document et la soutenance. Je remercie aussi Pierre OMALY et Julien ANNALORO pour leur présence dans mon jury.

L'environnement scientifique n'est bien entendu pas le seul endroit où l'on évolue au cours d'un doctorat (heureusement!). Alors je me permets d'élargir le cercle des remerciements :

CHAPITRE 0. REMERCIEMENTS

Je remercie Jean-Jaques SEGUIN, pour m'avoir appris à prendre de la hauteur... au sens propre. J'ai obtenu ma licence de pilote et réaliser mon rêve de voler grâce un instructeur aussi compétent que dévoué! Oui, je sais, je dois tenir l'arrondi à l'atterrissage un peu plus longtemps... et quoi le compensateur? il se gère très bien tout seul! non? ah zut.

J'ai une pensée pour mes amis, Quentin HARRY et Julien et Aurélie PAWELA : merci pour vos messages d'encouragements! 42! Vive nous! (ils comprendront...)

Je tiens à finir par le plus important et ainsi à adresser de très chaleureux remerciements à mon frère, Evan, et ma mère, Agnès, pour leur soutien inébranlable au cours de ces trois ans. Pour leur soutien moral certes, mais aussi matériel, notamment dans l'organisation de la soutenance et la correction de mes horribles fautes d'orthographe. J'en profite pour encourager mon frère dans la poursuite de ses difficiles mais formidables études de docteur en médecine. Et bien sûr, j'ai une pensée pour mon père Régis et tous les autres membres de ma famille, en particulier Pierrette, Jeannine et André, Caroline, Edmond et Marie, qui m'ont assuré de leur présence en pensée, si ce n'est de leur présence physique, le jour de la soutenance.

Introduction générale

L'ensemble des agences spatiales (CNES, ESA, NASA, ...) prévoit de nombreux programmes d'explorations du système solaire pour les décennies à venir. Plus particulièrement, la planète Mars en est un des objectifs clairement affichés par l'ensemble de ces acteurs. Aujourd'hui, l'exploration robotique est prioritaire mais à terme, des missions de retour d'échantillons sont prévues, voire des missions habitées.

La conception des véhicules spatiaux est contrainte par un grand nombre de facteurs parmi lesquels leur masse et leur volume. La fiabilité, notamment dans le cas de missions habitées, est aussi au premier rang de ces enjeux. La perte de la navette Columbia en 2003, due à la défaillance du système de protection thermique, en est l'exemple le plus marquant.

Les engins spatiaux, qui ont l'objectif de se poser sur une planète possédant une atmosphère, procèdent à un freinage atmosphérique. Il s'agit à la fois d'un avantage, le freinage est gratuit d'un point de vue du carburant, et d'un inconvénient, le bouclier thermique a un impact important sur le budget masse embarquée de la mission.

Dans le cas des rentrées terrestres d'orbite basse (comme les capsules habitées Soyouz), les vitesses en jeu sont comprises entre 7 et 8 km.s⁻¹. Cependant, lors des rentrées suivant un voyage interplanétaire (comme une rentrée martienne), les vitesses sont doublées et peuvent approcher les 15 km.s⁻¹.



FIGURE 1 – Image de Osuga Valles par la sonde Mars Express de l'ESA en décembre 2013.

CHAPITRE 0. INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'utilisation de rétrofusées pour freiner les engins est en général trop contraignante : une variation de 10 km.s^{-1} pour une charge utile de 1 tonne correspond à la combustion de 29 tonnes de mélange hydrogène/oxygène dans un moteur chimique performant (ou de l'utilisation de 700 kg de gaz dans le cas d'une propulsion ionique, généralement inutilisable dans un environnement sub-orbital). Le freinage effectué par le frottement avec l'atmosphère permet donc un gain conséquent au départ de la mission.

Ces frottements avec les constituants de l'atmosphère, ainsi que l'apparition d'une onde de choc, vont créer des échauffements conséquents sur les parois du véhicule. Une partie de ces échauffements provient du rayonnement du plasma (échauffement radiatif). Pour protéger le véhicule, il existe à l'heure actuelle deux méthodes : la première étant d'utiliser des matériaux ablatifs ayant un changement de phase à haute température pour absorber l'énergie. L'autre méthode, réutilisable, consiste en une protection pouvant supporter un flux de chaleur intense, couplée à un point de fusion élevé et une émissivité importante pour maximiser le refroidissement.

Ces boucliers sont cependant relativement lourds, par exemple, l'atterrisseur Huygens de la mission Cassini-Huygens qui atterrit sur Titan le 14 janvier 2005 a une masse totale de 318 kg dont 90 kg de protections thermiques. Il est donc intéressant de diminuer au maximum la masse des boucliers sans mettre en jeu la sécurité du matériel.

Cette optimisation passe aussi par une meilleure compréhension des phénomènes physico-chimiques présents dans les plasmas de rentrée atmosphérique. Dès lors, des études approfondies sur la caractérisation des réactions chimiques, des concentrations d'espèces, des propriétés radiatives et des températures au sein du plasma sont entreprises.

La compréhension de ce type particulier de plasma passe par sa création dans des installations dédiées et pour des mélanges de gaz pouvant approcher les compositions des atmosphères planétaires. La mise en basse pression des plasmas permet, en outre, d'approcher au mieux les conditions réelles où les déséquilibres thermiques et chimiques sont importants. Au niveau national, les laboratoires travaillant dans le domaine des rentrées atmosphériques et disposant de moyens d'essais plasmas, d'instrumentations dédiées et de calculs de simulation, sont, outre l'Institut Pascal (Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand) le CORIA (Université de Rouen), EM2C (Ecole Centrale Paris), l'ONERA (Palaiseau), IUSTI (Université de Marseille), PROMES (Université de Perpignan, Odeillo) et ICARE (Université d'Orléans). Par le biais des workshops RHTG (Radiation of High Temperature Gases in atmospheric entry) organisés conjointement par l'ESA et le CNES, des collaborations internationales sont effectuées avec des laboratoires tels que l'IST (Lisbonne), IRS (Stuttgart), VKI (Rhode Saint Genese), EPFL (Lausanne), DLR (Köln).

La spectrométrie, technique de mesure non invasive, est l'un des principaux axes d'études de ces plasmas créés en laboratoire. Celle-ci est la plupart du temps couplée à des simulations numériques de calculs de composition et de modélisation du rayonnement. De nombreux codes ont alors été développés tels NEQAIR [1], SPECAIR [2], PARADE [3], ASTRE [4] et SPARTAN [5].

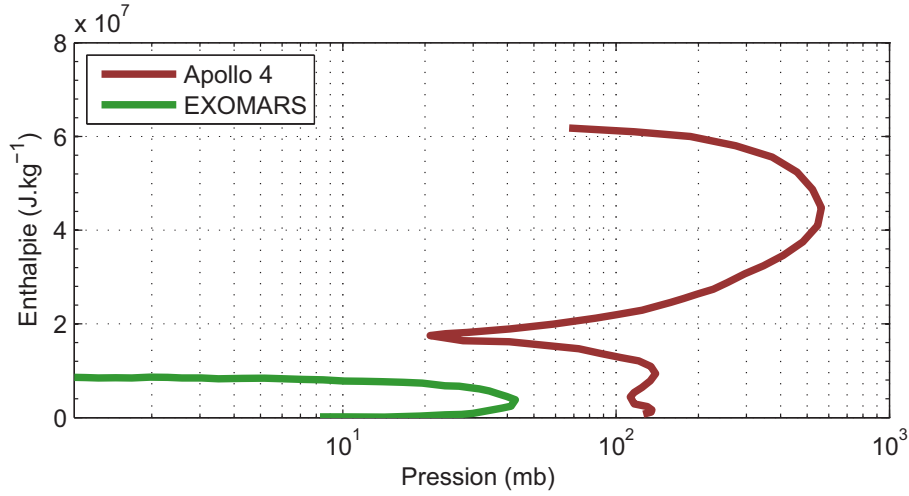


FIGURE 2 – Évolution de l'enthalpie en fonction de la pression post-choc dans les conditions d'une rentrée terrestre (Apollo 4) et martienne (EXOMARS) [6]

Cette thèse s'est organisée autour de ce domaine spectrométrique avec en premier lieu la création et la caractérisation spectrale de plasmas de N_2 et de mélanges gazeux correspondant à une atmosphère martienne (96 % CO_2 , 2% N_2 et 2% Ar). Dans un second temps, le code SPARTAN est utilisé dans le but de comparer les spectres expérimentaux et théoriques et estimer les températures rotationnelle et vibrationnelle des plasmas étudiés.

Les domaines d'enthalpie et de pression des rentrées terrestre et martienne sont reportés sur la figure 2. Les rentrées martiennes comme Exomars provoquent une augmentation de l'enthalpie inférieure à 20 MJ.kg^{-1} avec une pression atmosphérique comprise entre 1 et 200 mb. Les rentrées terrestres ont des domaines de présence plus larges pour les pressions (entre 20 à 600 mb) et les enthalpies (60 MJ.kg^{-1} au maximum). La torche ICP du laboratoire permet d'atteindre des valeurs d'enthalpies d'un ordre de 10 MJ.kg^{-1} et une pression minimale 1 mb.

Ce manuscrit présente cinq chapitres. Dans un premier temps, sont introduites rapidement des notions importantes de la physique des plasmas thermiques froids : définitions des températures et des différents équilibres et des notions de la spectrométrie d'émission. Les programmes informatiques utilisés durant la thèse sont décrits brièvement, notamment le code de calcul raie par raie SPARTAN.

Le deuxième chapitre présente en détail le moyen d'essai utilisé pour générer les plasmas de différents gaz à basse pression (l'ensemble torche ICP / caisson à vide) ainsi que les dispositifs de mesures pour l'observation (le spectromètre et la caméra infrarouge).

Les résultats spectrométriques de différents mélanges de gaz, notamment N_2

CHAPITRE 0. INTRODUCTION GÉNÉRALE

et le mélange de gaz représentant l'atmosphère martienne sont ensuite présentés dans la troisième partie. Des calculs de températures sont effectués par les méthodes classiques de la droite de Boltzmann ou de comparaison directe avec les simulations SPARTAN.

Le quatrième chapitre expose une nouvelle méthode de recherche de températures par la comparaison des transformées de Fourier de spectres d'émission dans le but de fournir une possibilité d'analyse supplémentaire de certains types de plasmas. Des essais sont réalisés sur des plasmas de N_2 purs et d'atmosphère martienne.

Le cinquième chapitre est consacré à l'utilisation d'une caméra thermique pour caractériser l'expérience et le plasma : la seule observation du rayonnement infrarouge du tube en quartz autour du plasma conduit à de nombreuses informations utiles telles les bornes du rendement énergétique de l'expérience ou des mesures d'enthalpie et de températures du plasma.

Finalement, dans les annexes, est développée une courte étude sur la longueur du plasma dans le caisson et sont présentés les plans du dispositif expérimental.

Chapitre 1

Principes théoriques

1.1 Introduction à la rentrée atmosphérique

1.1.1 Problématique

Ce premier chapitre introduit les notions de plasmas et de spectrométrie d'émission. Comme il est présenté par la suite, ces plasmas peuvent être créés par des mécanismes riches et nombreux. Dans le cas de cette étude, ce sont les rentrées atmosphériques des engins spatiaux qui sont le processus de création, plus particulièrement, les rentrées atmosphériques martiennes.

Mars s'est imposé comme étant la destination phare de toutes les agences spatiales, et les technologies mises en œuvres pour son exploration sont nombreuses et variées : propulsion, robotique, télécommunication, intelligence artificielle, production d'énergie nucléaire ou solaire. Les découvertes et recherches en cours ont aussi des retombées en géologie, exobiologie, environnement, planétologie...

De nombreuses problématiques, du contrôle d'attitude au calcul de trajectoire en passant par la gestion des températures, puissances et communications à bord des sondes sont toutes, à différents niveaux, maîtrisées par les agences spatiales. L'une de ces problématiques est la rentrée atmosphérique qui consiste à freiner une sonde par les frottements avec l'atmosphère.

Voyager dans l'espace met en jeu des énergies et des vitesses très importantes pour échapper à la gravitation terrestre. Si l'objectif est d'atterrir en sécurité, il faut ensuite annuler la vitesse provenant de la transformation de l'énergie potentielle gravitationnelle en énergie cinétique. Si le corps ciblé ne dispose pas d'atmosphère, la seule solution est d'utiliser un moteur à réaction, une rétrofusée, ce qui demande un investissement de carburant conséquent (et donc de masse). Dans le cas d'une planète disposant d'une atmosphère, il est possible de procéder par rentrée atmosphérique. Lors de l'approche de la planète, le vaisseau, enveloppé par un bouclier, va pénétrer directement dans l'atmosphère et profiter des frottements avec le milieu gazeux au repos pour dissiper une partie de son énergie cinétique. Cette énergie va chauffer le gaz et créer une onde de choc autour du véhicule. Les températures sont suffisantes pour créer un plasma et détruire tout vaisseau non protégé.

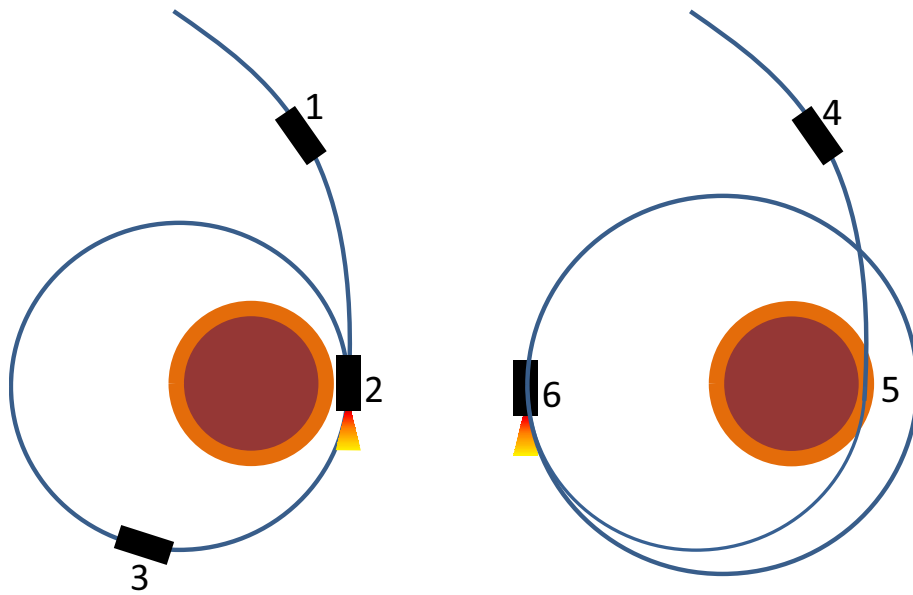


FIGURE 1.1 – Trajectoire de mise en orbite classique (gauche) et d’aérofreinage (droite) après un voyage interplanétaire.

Aujourd’hui, la rentrée atmosphérique a été utilisée durant les atterrissages Terrestre et Martien, bien sûr, mais aussi pour l’entrée sur le satellite de Saturne, Titan (mission Huygens), sur Jupiter (mission Galileo), et par les nombreuses sondes qui ont atterri sur Venus (missions Venera et Vega).

La rentrée atmosphérique pourrait aussi être utilisée dans des cas différents : celle de freiner un vaisseau ou une sonde non pas pour atterrir mais pour la mise en orbite. Cette manœuvre n’a encore jamais été réalisée, pour des raisons de sécurité, les sondes orbitales n’ayant pas de bouclier thermique mais utilisent des moteurs fusées pour ralentir et se mettre en orbite.

Sur la figure 1.1 est présentée, sur la gauche, la manœuvre classique de mise en orbite : 1) arrivée interplanétaire trajectoire hyperbolique, 2) manœuvre de freinage par l’allumage d’un moteur-fusée, 3) l’orbite obtenue est elliptique, en dehors de l’atmosphère, la mission scientifique commence. À droite, la manœuvre de l’aérofreinage : 4) trajectoire hyperbolique dont le périhélie se situe dans l’atmosphère, 5) la rentrée atmosphérique diminue la vitesse ce qui provoque une trajectoire elliptique, 6) pour éviter de retourner dans l’atmosphère, les moteurs sont allumés à l’apogée pour monter le périhélie. Cette dernière manœuvre est presque gratuite d’un point de vue carburant contrairement à la manœuvre 2) qui nécessite une poussée d’un ordre de grandeur 10 fois plus important.

1.1.2 Conditions d’une rentrée martienne

Les rentrées terrestres sont bien maîtrisées mais les conditions atmosphériques varient beaucoup d’une planète à l’autre. La composition de l’atmosphère

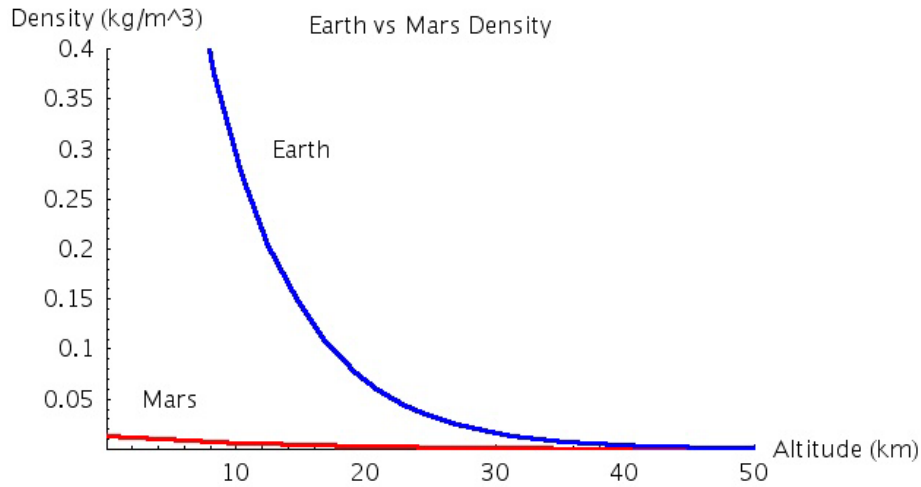


FIGURE 1.2 – Densités des atmosphères de la Terre et de Mars [7].

de Mars est très différente de celle terrestre : 96 % de CO_2 , 2 % de N_2 et 2% d'Ar. Sa pression et sa densité sont aussi très faibles : sur la figure 1.2 est présentée la comparaison entre les densités des deux atmosphères en fonction de l'altitude.

Cette faible pression est un inconvénient qui complique les manœuvres de rentrées. En effet, trois paramètres sont importants lors du freinage : la masse m de la sonde, la surface S de freinage et le coefficient de traînée C_x . Ce dernier dépend entre autre de la masse volumique de l'atmosphère.

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho V^2 S}$$

Avec :

- F_x force de traînée
- ρ masse volumique du milieu dans lequel se déplace l'appareil.
- V vitesse relative par rapport à l'atmosphère, cette dernière étant animée d'un mouvement de rotation fixe par rapport à la planète.
- S Surface de freinage.

Ainsi, un freinage sur la planète Mars est plus difficile : la force de frottement est plus faible en entrée de l'atmosphère et la majorité de la déperdition d'énergie s'effectue en basse altitude où une forte décélération est nécessaire ce qui entraîne des G importants sur le matériel et une haute température. Il est à noter que l'hémisphère sud de la planète Mars a longtemps été inaccessible aux sondes dû à l'altitude moyenne du terrain plus élevée que celui de l'hémisphère nord ce qui implique une pression plus faible (3 à 4 kilomètres supplémentaires) [7].

La haute température est la conséquence de l'onde de choc qui transforme l'énergie cinétique de la capsule en énergie thermique. Le gaz atmosphérique est chauffé et devient un plasma 1.3. Les conditions de pression et température

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

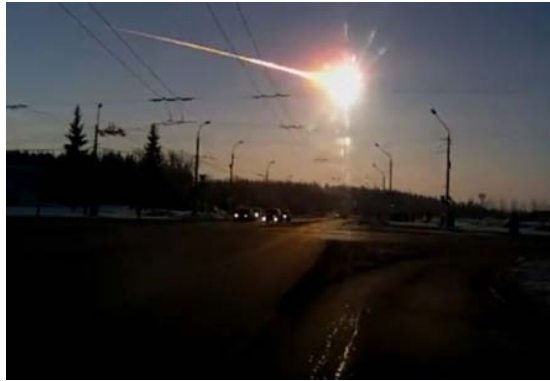


FIGURE 1.3 – Une météorite rentrant dans l’atmosphère terrestre et entourée de plasma. Non protégée par un bouclier, la météorite explosa au-dessus de Tcheliabinsk (Russie), à 9h20, le 15 février 2013. L’énergie totale dégagée a été 30 fois supérieure à une bombe atomique.

entraînent de forts déséquilibres, à la fois chimiques et thermiques. Le plasma hautement énergétique va entraîner l’élévation de la température du vaisseau par plusieurs mécanismes : un flux de chaleur conductif et diffusif entre la paroi du véhicule et le plasma et un flux de chaleur radiatif. Les constituants du plasma rayonnent fortement lors de leur dé-excitation.

Afin d’étudier ces conditions, il est nécessaire de reproduire en laboratoire un plasma ressemblant au plasma de la rentrée atmosphérique. C’est pour cela que les mêmes gaz seront utilisés et une chambre basse pression installée pour forcer les déséquilibres.

1.2 Généralités sur les Plasmas

1.2.1 Définition d’un plasma

Lorsqu’un gaz est chauffé, l’énergie de ses constituants, atomes ou molécules, augmente et par conséquent accroît leur vitesse. Les collisions entre ces éléments provoquent leur excitation et augmentent la probabilité d’ionisation et d’excitation. Le plasma est donc un gaz suffisamment chaud pour qu’il soit constitué d’électrons libres, d’ions, et d’atomes ou de molécules neutres, en partie excités. Les électrons provenant des atomes et molécules, les charges électriques se compensent et le plasma est électriquement neutre à l’échelle macroscopique. Le plasma est défini comme étant le quatrième état de la matière après les solides, liquides et gaz.

Les plasmas sont en réalité un état de la matière très courant dans l’univers : le Soleil, les étoiles et les nébuleuses constituant la majorité de la masse visible de l’univers sont presque exclusivement constituées d’éléments ionisés et donc de plasmas. Sur Terre, le plasma est plus rare mais peut cependant être aperçu dans quelques cas naturels : la foudre (plasma d’air sur le chemin d’un arc électrique), les aurores polaires (ionisation de l’ionosphère par le vent solaire) et bien sûr les plasmas sont présents dans les longues traînées de rentrée

atmosphérique des étoiles filantes et autres météores.

Les plasmas sont étudiés et utilisés dans de nombreux domaines industriels et scientifiques : les torches de soudage [8][9], la fusion nucléaire [10][11], la détection ou dissociation de polluants [12], les plasmas quark-gluon des accélérateurs de particules [13], les rentrées atmosphériques [14], la propulsion spatiale [15][16]... Chaque plasma peut être classifié en fonction de sa densité électronique et de sa température électronique (figure 1.4).

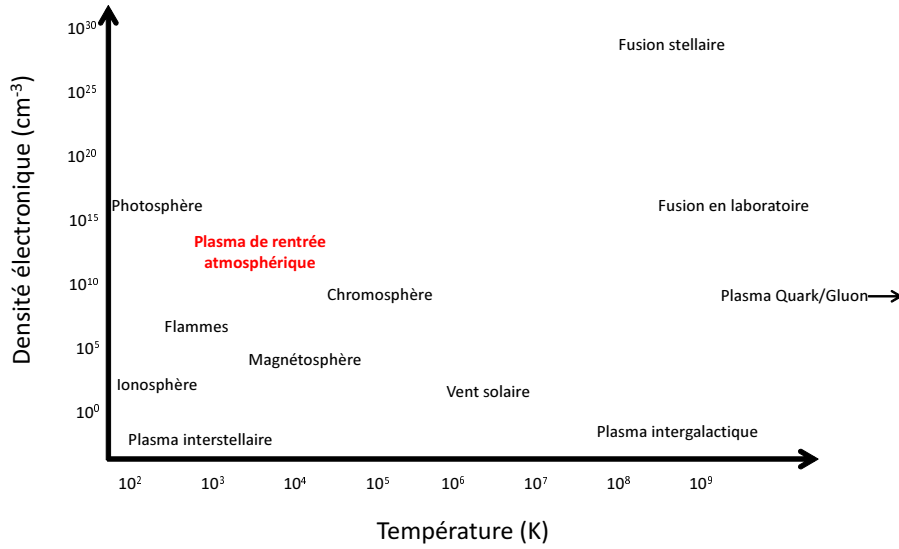


FIGURE 1.4 – Différentes classes de plasmas en fonction de leur température et leur densité électronique.

1.2.2 Concepts fondamentaux

1.2.2.1 Plasma chaud / Plasma froid

Les plasmas sont généralement partagés en deux grands domaines, à la fois physique et historique. Les plasmas froids consistent en des mélanges où les énergies cinétiques électroniques sont très grandes devant les énergies des éléments lourds tandis que les plasmas chauds sont dans un état tel que les énergies des ions et des électrons sont du même ordre de grandeur. Le partage en deux catégories vient aussi d'une explication historique : les plasmas froids sont facilement créés en laboratoire et ont de nombreuses applications industrielles dus à leur relative faible énergie tandis que les plasmas chauds sont rencontrés en astrophysique ou dans les laboratoires de fusion nucléaire, domaine plus théorique où les moyens mis en œuvre sont en général très lourds.

Cette thèse étudiant les plasmas de rentrées atmosphériques, nous ne parlons par la suite que de plasmas froids [17],[18],[19],[20].

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

1.2.2.2 Neutralité électrique

Les plasmas sont électriquement neutres d'un point de vue macroscopique puisque les électrons libres proviennent d'ions. Le nombre de charges positives et négatives est identique. Les ions étant quasiment immobiles, par rapport aux électrons, on peut imaginer qu'à la frontière du plasma, le nuage électronique se disperse plus vite. Cependant, si la densité d'électrons diminue, alors la charge positive des ions devient suffisamment forte pour garder le nuage électronique proche de la frontière. La distance maximale à partir de laquelle les électrons peuvent s'échapper est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye [21].

1.2.2.3 Fonctions de partition

Le comportement des plasmas au niveau macroscopique, à l'instar du gaz, est une propriété émergente des comportements microscopiques. La fonction de partition est une grandeur qui permet de caractériser le système par des considérations statistiques.

La fonction de partition d'un élément i est la somme des distributions de chaque niveau d'énergie k multiplié par la probabilité de présence à ce niveau.

$$Q_i = \sum_k g_k \exp \frac{-E_{i,k}}{k_B T}$$

Cette fonction joue un rôle dans la distribution de Maxwell-Boltzmann de l'équilibre thermodynamique.

1.2.2.4 Équilibres thermodynamiques et Températures

Définitions des températures

Dans le cas le plus simple, en considérant un plasma composé exclusivement de particules monoatomiques, on peut définir quatre températures :

La première est la température de translation, correspondant à la définition classique de la température des gaz, qui est définie par la distribution des vitesses des particules considérées.

La fonction de distribution des modules des vitesses $F(v_i)$ des particules i du plasma répond à la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$F(v_i) = \frac{4v_i}{\sqrt{\pi} \left(\frac{2k_B T_{tra}}{m_i} \right)^{3/2}} \exp \frac{-m_i v_i^2}{2k_B T_{tra}}$$

Avec

- m_i : masse de l'élément i .
- v_i : vitesse de l'élément i .
- T_{tra} : température de translation.

La deuxième est la température d'excitation atomique définie par la distribution des niveaux d'énergies électroniques excités. La densité de population $n_{i,e}$ d'un état d'énergie e d'une espèce chimique i répond à la distribution de Boltzmann :

$$n_{i,e} = n_i \frac{g_{i,e} \exp \frac{-E_{i,e}}{k_B T_{exci}}}{Q_i}$$

Avec :

- n_i : densité de l'élément i .
- $g_{i,e}$: dégénérescence du niveau e de l'espèce i .
- T_{exci} : température d'excitation.
- $E_{i,e}$: niveau d'énergie e de l'espèce i .

La température de radiation découle directement de la distribution du rayonnement spectral : le champ électromagnétique émis par le plasma est un corps noir soumis à la loi de Planck.

$$L = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{k_B T_{rad}}) - 1}$$

Avec :

- L : Luminance.
- ν : fréquence.
- T_{rad} : température de radiation.

Les distributions de populations des ions (i+1) , neutres (i) et électrons (e) d'une même espèce sont liées par la relation de Saha, ce qui définit la température d'ionisation T_{ion} .

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{1}{\Lambda^3} \frac{2g_{i+1}}{g_i} \exp(\frac{E_i - E_{i+1}}{k_B T_{ion}})$$

Avec

$$\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_{ion}}}$$

Les relations entre les densités des espèces chimiques différentes sont gouvernées par la même expression liant cette fois les densités des espèces A, B et AB à la température de dissociation (relation de Guldberg et Waage d'équilibre).

Les plasmas réels comportent généralement des molécules : il faut donc ajouter trois températures supplémentaires : les températures rotationnelle et vibrationnelle en plus de leur propre température d'excitation électronique.

En effet, une molécule diatomique par exemple, du fait de sa nature, aura un nombre de degrés de liberté plus important qu'un atome et chacun d'entre eux a la capacité d'absorber une partie de l'énergie.

L'approximation de Born-Oppenheimer [22] permet de traiter séparément les différents modes internes d'une molécule. On considère une énergie largement différente pour les trois modes au sein d'une molécule excitée :

$$E_{electronique} \gg E_{vibration} \gg E_{rotation}$$

La somme de ces trois termes d'énergie d'un niveau est l'énergie totale du niveau rovibronique.

En spectrométrie, on définit généralement les termes suivants :

$$T_e(n) = \frac{E_{electronique}}{hc}$$

$$G(v) = \frac{E_{vibration}}{hc}$$

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

$$F(J) = \frac{E_{rotation}}{hc}$$

Avec respectivement n , v et J , les nombres quantiques électroniques, vibrationnels et rotationnels. Les énergies T_e , G et F sont exprimées en nombre d'ondes (cm^{-1}).

Température vibrationnelle

Dans le cas des molécules di-atomiques AB, la température vibrationnelle correspond à l'oscillateur harmonique en première approximation. Les variations de la position des deux atomes suivent une loi sinusoïdale au cours du temps.

Les valeurs propres obtenues alors par l'équation de Schrödinger sont :

$$G(v) = \frac{h}{2c\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \left(v + \frac{1}{2}\right)$$

avec μ la masse réduite définie comme étant :

$$\mu = \frac{M_A M_B}{M_A + M_B}$$

avec M_i la masse de l'atome i .

En réalité, l'oscillateur n'est pas harmonique pour des distances inter-nucléaires plus grandes (phénomène de dissociation), et le phénomène réel est approché par une distribution de Klein-Dunham.

$$G(v) = \omega\left(v + \frac{1}{2}\right) - \omega x\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \omega y\left(v + \frac{1}{2}\right)^3$$

Température rotationnelle

En première approximation, la rotation d'une molécule peut être équivalente au rotateur rigide de la mécanique classique. Avec une distance inter-nucléaire r fixe et des atomes assimilés à des points. On définit l'inertie équivalente de la molécule.

$$I = \mu r^2$$

En résolvant l'équation de Schrödinger, les valeurs propres suivantes sont obtenues :

$$F(J) = B_e J(J + 1)$$

avec

$$B_e = \frac{h}{8\pi^2 c I}$$

En réalité, le rotateur n'est pas rigide : les molécules ont tendance à s'éloigner sous l'effet de la force centrifuge.

En outre, la rotation est modifiée par le phénomène de vibration : en effet, l'inertie est liée à la distance inter-nucléaire qui oscille d'après le paragraphe précédent. On considère que le temps caractéristique d'une rotation est largement supérieur au temps caractéristique d'une vibration. On introduit alors un terme B_v corrigé :

$$F(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2$$

avec :

$$B_v = B_e - \alpha_e(v + 1/2)$$

D_v = constante de distorsion centrifuge

Équilibres thermodynamiques

Lorsque les grandeurs définissant l'état d'un gaz ou d'un plasma (température, densité, pression, concentration) sont stationnaires (pas de variation temporelle) et uniforme (pas de variation spatiale) on parle alors d'Equilibre Thermodynamique Complet (ETC).

Plus précisément, un ETC doit répondre aux équations définies précédemment en ajoutant la condition que les températures soient toutes identiques.

$$T_{plasma} = T_{tr} = T_{exci-atom} = T_{exci-mol} = T_{rot} = T_{vib} = T_{ion} = T_{rad}$$

Un ETC est un état relativement rare, plutôt présent dans des conditions à très haute pression et température, comme le noyau des étoiles.

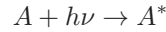
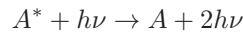
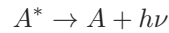
Plus couramment, on observe ce qu'on appelle un ETL, un Equilibre Thermodynamique Local. Cet état correspond à un équilibre de toutes les grandeurs à l'exception des processus radiatifs. Les gradients éventuels à l'intérieur du plasma peuvent exister mais sont tels qu'un équilibre entre les grandeurs caractéristiques est toujours respecté entre une particule et son environnement proche.

On appelle plasma optiquement mince le cas où toute l'énergie de rayonnement s'échappe sans réabsorption. T_{rad} n'est donc plus identique aux autres températures.

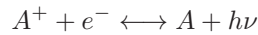
1.2.3 Réactions dans le plasma

Soit A et B deux espèces chimiques et A^* et B^* leur état excité. Il existe un grand nombre de processus existant dans le plasma :

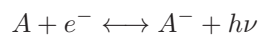
Émission spontanée, Émission induite et Absorption :



Photoionisation et Recombinaison radiative :

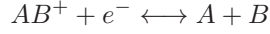


Photodétachement et Photoattachement :

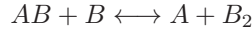
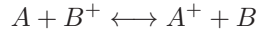


Recombinaison dissociative et ionisation associative :

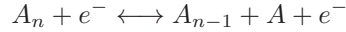
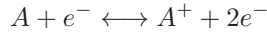
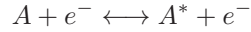
CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES



Échange de charge et échange neutre :



Collisions électroniques :



Cette liste n'est pas exhaustive mais présente les principaux processus à l'œuvre dans un plasma, qu'il soit à l'équilibre ou non.

L'équilibre chimique est atteint lorsque tous les processus de destruction et création d'une espèce chimique se compensent, autrement dit, lorsque les dérivées temporelles des concentrations sont nulles. Cependant, dans le cas des écoulements, il faut prendre en compte deux temps caractéristiques : le temps t_r caractéristique des réactions et représentant le temps que le plasma met pour atteindre son équilibre chimique et le temps t_e caractéristique de l'écoulement représentant le temps qu'une particule de fluide met pour parcourir une distance D caractéristique de l'écoulement.

Si $t_r \gg t_e$, alors les réactions chimiques n'ont pas le temps de s'effectuer, le fluide est figé dans un état chimique en déséquilibre. Inversement, si $t_e \gg t_r$, le fluide est en équilibre chimique local en tout point. Le cas où les deux temps sont du même ordre de grandeur, on obtient un déséquilibre chimique : les réactions s'effectuent en partie seulement, les grandeurs chimiques évoluent vers l'équilibre mais ne l'atteignent pas. Ces conditions sont traduites par le nombre de Damkhöler, défini comme le rapport des temps caractéristiques t_r et t_e .

1.3 Spectrométrie d'émission

1.3.1 Introduction

Les plasmas sont des environnements où les conditions énergétiques sont telles que le rayonnement lumineux en est une des caractéristiques principales. Les ions, molécules, ou atomes accèdent à des niveaux d'énergie puis émettent des photons lorsqu'ils reviennent à leur position de repos. L'étude de ce rayonnement définit la spectrométrie d'émission.

Cette technique présente de nombreux intérêts. Elle est d'abord non-intrusive et permet l'étude du plasma sans provoquer de perturbation. La spectrométrie est aussi très ancienne, bien connue, et très éprouvée. L'étude des spectres lumineux apporte des informations sur les compositions, les densités des espèces présentes et leurs températures.

1.3.2 Principe de base de la spectrométrie

L'origine de la spectrométrie provient de deux principes de la physique quantique. Le premier est l'équation de l'énergie des photons (et de toute particule élémentaire) :

$$E = h\nu$$

avec E l'énergie du photon, ν sa fréquence et h la constante de Planck.

Le second est le principe des niveaux d'énergie quantifiés. Que ce soit dans le cas des niveaux électroniques pour des ions ou des atomes, ou dans le cas des niveaux vibrationnels ou rotationnels pour des molécules, les valeurs des niveaux d'énergie sont discontinues et sont définies pour chaque élément.

Lorsqu'un élément passe d'un niveau d'énergie à un autre, il émet ou absorbe un photon suivant le signe de la différence d'énergie. La fréquence de ce photon correspond à l'énergie équivalente à la différence d'énergie entre les deux niveaux de transition.

La spectrométrie d'absorption consiste à observer les fréquences manquantes d'un spectre continu après que sa lumière soit passée à travers un milieu.

La spectrométrie d'émission est le contraire et étudie les raies émises par un milieu.

Les plasmas étudiés dans cette thèse sont de puissants émetteurs de rayonnement.

1.3.2.1 Caractéristiques des raies

Les raies spectrales sont caractérisées par :

Longueur d'onde λ

La longueur d'onde d'une raie est la longueur d'onde théorique du photon émis par le changement d'état entre les deux niveaux d'énergie. En réalité, cette valeur va subir différents élargissements et dans certains cas particuliers des décalages (effet Doppler, ...). Exprimée dans cette thèse en nanomètres (nm), elle est régulièrement décrite en Angström ou remplacée par le nombre d'ondes (en cm^{-1}) ou la fréquence (en Hz) qui sont équivalents.

Coefficient d'Einstein A_{ij}

Le coefficient d'Einstein correspond à la probabilité de l'état d'énergie excité du niveau j d'émettre un photon et de retomber au niveau i chaque seconde. Il est exprimé en s^{-1} .

Niveau d'énergie E_i et E_j

Les deux niveaux d'énergies i et j sont généralement exprimés en nombres d'ondes (cm^{-1}).

Dégénérescence g_i et g_j

La dégénérescence g_i est le nombre total d'états quantiques correspondant au niveau d'énergie i .

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

1.3.2.2 Élargissement des raies

Les raies observées ne sont pas infiniment fines et il existe au moins quatre mécanismes d'élargissement des raies.

Élargissement expérimental :

Le premier mécanisme d'élargissement est provoqué par le dispositif de diagnostic optique. Les réseaux utilisés ne sont pas infiniment fins et même un pic de Dirac théorique serait élargi sous la forme d'une Gaussienne ou d'une autre forme selon l'instrument utilisé. La largeur à mi-hauteur de la Gaussienne permet de trouver la résolution, c'est-à-dire le pouvoir séparateur d'un appareil.

Élargissement naturel :

Le deuxième mécanisme d'élargissement est l'élargissement naturel résultant de la relation de Heisenberg.

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$$

Avec Δt l'inverse de la probabilité de transition. Cette relation implique donc une certaine largeur pour les niveaux de transition haut et bas : l'incertitude sur E_u et E_l se reporte alors sur la fréquence ν . Une dispersion autour de la fréquence théorique apparaît alors dans le spectre sous la forme d'un élargissement lorentzien. Cet élargissement est cependant très faible et généralement négligeable.

Élargissement Doppler :

Le troisième élargissement est l'élargissement Doppler.

Lorsqu'un objet émettant une onde se déplace, un décalage en longueur d'onde est observé d'après l'effet Doppler. Cet effet peut par exemple servir à déterminer les vitesses des objets par le spectre (Décalage vers le rouge des galaxies, ...). En spectrométrie, les plasmas contiennent une grande quantité de particules ayant une certaine distribution de vitesses. Ainsi, une particule s'éloignant provoquera un décalage dans le sens contraire aux particules se rapprochant de l'observateur. Les fréquences d'observations sont ainsi élargies.

Élargissements collisionnels

Les élargissements par collision proviennent de trois cas particuliers, l'élargissement de Van der Waals, l'élargissement Stark et l'élargissement par interaction résonante. Le premier concerne les interactions avec les particules neutres, le second avec les particules chargées électriquement et le dernier où des atomes excités entrent en résonance avec ceux au niveau fondamental.

Les élargissements sont créés du fait de la modification de la hauteur des niveaux de transition, eux-mêmes modifiés du fait de micro-champs entre les particules en collision.

1.3.2.3 Continuum

Un spectre n'est jamais parfaitement composé que de raies provenant de transitions discrètes. Il existe plusieurs mécanismes physiques provoquant des émissions continues.

Le *Bremstrahlung* est le phénomène de rayonnement dû au freinage d'électrons. Par exemple des trajectoires hyperboliques peuvent faire varier la vitesse de l'électron brutalement ou une transition entre deux états libres où l'électron capturé est ré-émis.

Un autre effet est celui de la recombinaison, où l'électron passe d'une trajectoire hyperbolique à une trajectoire fermée, capturé par un ion. Le niveau d'énergie de l'électron peut être supérieur au niveau quantique dans lequel il va tomber ce qui nécessite l'émission d'un photon qui compense l'énergie supplémentaire.

1.3.3 Position des raies spectrales

La position d'une raie spectrale est exprimée en longueur d'onde, fréquence ou nombre d'ondes. Elle est définie par la différence des totaux de l'énergie électronique, vibrationnelle et rotationnelle pour les deux niveaux haut et bas.

En nombre d'ondes, on définit :

$$\nu_{ij} = (T_{ei}(n) + G_i(v) + F_i(J)) - (T_{ej}(n) + G_j(v) + F_j(J))$$

Ce qui correspond en longueur d'onde à

$$\lambda_{ij} = \frac{1}{\nu_{ij}}$$

1.3.4 Intensité des raies spectrales

L'intensité spécifique I_λ (en $W.m^{-2}.nm^{-1}.sr^{-1}$) [23] est définie comme étant l'énergie passant à travers un élément de surface dS (correspondant à l'angle solide dw) ceci pour un intervalle de temps dt et un intervalle de longueur d'onde infinitésimal $d\lambda$ autour d'une position λ

$$I_\lambda = \frac{dE(\lambda)}{\cos \theta dS dw d\lambda dt}$$

Le terme d'énergie étant inconnu, le coefficient volumique d'émission ε est défini en parallèle, avec les mêmes variables que précédemment mais cette fois en considérant l'énergie provenant d'un volume infinitésimal dV de plasma observé sous l'angle solide dw :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{dE(\lambda)}{dV dw d\lambda dt}$$

Avec ε_λ en $W.m^{-3}.nm^{-1}.sr^{-1}$

On suppose ici le plasma comme optiquement mince : le rayonnement n'est pas réabsorbé.

La relation entre I_λ et ε_λ est la suivante :

$$I_\lambda(p) = \int_0^p \varepsilon_\lambda(x) dx$$

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

Avec p la profondeur considérée de plasma et $I_\lambda(p)$ en $W.m^{-2}.nm^{-1}.sr^{-1}$.

Cette relation fait le lien entre la puissance rayonnée par le plasma avec la puissance reçue par le dispositif de mesure.

Il reste à définir ϵ_λ par les caractéristiques intrinsèques du plasma :

$$\epsilon_\lambda = n_i \frac{A_{ij}}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{ij}} P_\lambda$$

Avec

- A_{ij} : Le coefficient d'Einstein associé à l'émission spontanée entre les niveaux i et j . (en s^{-1})
- λ_{ij} (en m) : la position de la raie correspondante à la transition i j et s'écrivant :

$$\lambda_{ij} = \frac{1}{E_h - E_b}$$

- E_i et E_j (en m^{-1}) correspondant respectivement à l'énergie du niveau haut et du niveau bas.
- P_λ le facteur de forme de la raie, normalisé à 1.

Une raie spectrale, comme il est écrit précédemment, n'est pas un pic de Dirac monochromatique mais suit un profil distribué autour d'une longueur d'onde centrale. L'intensité totale d'une raie spectrale est définie alors comme étant l'intégrale de l'intensité spécifique autour de λ

$$I = \int_{raie} I_s(\lambda) d\lambda$$

Et de même, le coefficient volumique total :

$$\epsilon = \int_{raie} \epsilon_\lambda d\lambda$$

Avec I en $W.m^{-2}.sr^{-1}$ et ϵ en $W.m^{-3}.sr^{-1}$

En outre, la densité de population d'un niveau i suit la distribution de Boltzmann d'après la condition d'équilibre thermodynamique local :

$$n_i(T, P) = N(T, P) \frac{g_i \exp(\frac{-E_i}{k_b T})}{Q(T)}$$

Avec

- $n_i(T, P)$ et $N(T, P)$: la concentration, respectivement du niveau i et de l'espèce à la température T et la pression P (en m^{-3}).
- g_i : la dégénérescence du niveau i .
- $Q(T)$: La fonction de partition interne à la température T .
- E_i (en J) l'énergie du niveau i .
- k_b constante de Boltzmann

ϵ s'écrit donc :

$$\epsilon = \frac{A_{ij}}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{ij}} N(T, P) \frac{g_i \exp(\frac{-E_i}{k_b T})}{Q(T)}$$

Le signal reçu par le spectromètre est ainsi relié aux caractéristiques de plasma ce qui va permettre par la suite de développer les différentes méthodes d'analyse de température.

1.3.5 Méthodes de recherche de température

1.3.5.1 Méthode absolue

Sous réserve d'un état d'équilibre thermodynamique local, le coefficient volumique total d'émission permet de déterminer la température si la densité de l'espèce considérée et les fonctions de partitions sont connues.

Une inversion d'Abel sur l'intensité recueillie par le dispositif de mesure permet d'obtenir le coefficient total volumique d'émission ($W.m^{-3}.sr^{-1}$) et d'obtenir la température du plasma[24][25]. Cette technique nécessite d'avoir un étalonnage précis en puissance rayonnée.

1.3.5.2 Méthode relative

La relation suivante donne le rapport des intensités totales de deux raies spectrales d'un même élément chimique.

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\nu_1 g_1 A_1}{\nu_2 g_2 A_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$$

On en déduit ainsi une température qui, cette fois présente les avantages d'indépendance de la fonction de partition interne, indépendance des densités (et donc des pressions et compositions relatives) et d'indépendance à un étalonnage en intensité absolue.

En réalité cette technique est une catégorie particulière d'une méthode plus générale, la méthode de la droite de Boltzmann.

1.3.5.3 Méthode de la droite de Boltzmann

En combinant les équations précédentes, il est obtenu :

$$\ln\left(\frac{\epsilon_{ij} \lambda_{ij} 4\pi}{A_{ij} g_i h c}\right) = -\frac{h c}{k_b T} E_i + \ln\left(\frac{N}{Q}\right)$$

On obtient ainsi une équation linéaire en fonction de l'énergie du niveau de transition haut permettant par le calcul de la pente de la droite de remonter à la température.

L'application est décrite dans le chapitre 3.

1.4 Généralités sur SPARTAN

1.4.1 SPARTAN

Le code SPARTAN (Simulation of Plasma Radiation in Thermodynamic Nonequilibrium) est un simulateur numérique raie par raie qui calcule le spectre d'un mélange de gaz. Le logiciel est écrit en code MATLAB et a été développé par Mario Lino Da SILVA [5, 26].

1.4.1.1 Code raie par raie : principe de base

Un code de calcul raie par raie consiste à calculer le profil de chacune des raies du spectre de manière indépendante puis de les additionner ensuite.

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

TABLEAU 1.1 – Liste des transitions dans la base de donnée de SPARTAN.

Transitions atomiques liées	
H C / C ⁺ N / N ⁺ O / O ⁺ Ar / Ar ⁺ Hg Xe / Xe ⁺	
Transitions polyatomiques liées	
H ₂	Lyman / Werner
C ₂	Phillips / Mulliken / Deslandres / Fox / Ballik / Swan
CN	Violet / Rouge
CO	Angstrom / Asundi / Triplet / 3+ / 4+
N ₂	1+ / 2+
N ₂ ⁺	1-
NO	$\gamma \beta \delta \epsilon \beta^- \gamma^-$
O ₂	Schumann-Runge
CO ₂	infrarouge
Transitions de photoionisations	
H C / C ⁺ N / N ⁺ O / O ⁺ Ar / Ar ⁺ CO ₂ CO CN C ₂ N ₂ O ₂ NO	
Transitions de photodétachements	
C ⁻ N ⁻ O ⁻	

Le code commence à calculer les niveaux de transitions autorisés et interdits pour les éléments sélectionnés suivant des règles de sélection [27]. Le code calcule ensuite pour chaque raie sa position, son intensité et son profil. La position est trouvée par le calcul de la différence des niveaux d'énergie rovibroniques. L'intensité des raies spectrales est calculée par la formule donnant l'intensité en fonction des caractéristiques de la raie et du peuplement des niveaux d'énergies. L'élargissement prend en compte les élargissements collisionnels, expérimentaux et Doppler et néglige l'élargissement naturel et l'élargissement Stark.

Concernant le continuum, SPARTAN peut prendre en compte le *Bremstrahlung*, le photodétachement, la photoionisation et la photodissociation.

1.4.1.2 Fonctionnement de SPARTAN

Dans le code, outre les concentrations de chaque espèce, les paramètres d'entrées sont la fonction d'appareil, les températures de vibration et de rotation ainsi que la température électronique.

Le code nécessite une base de données importante des différents niveaux de transitions de tous les ions, molécules et atomes présents dans le plasma étudié. SPARTAN dispose aujourd'hui d'une base de données regroupant la grande majorité des niveaux de transitions des éléments du tableau 1.1.

Il est à noter que ce code n'effectue pas de calculs de densité, les concentrations des ions, atomes et molécules sont une donnée d'entrée du programme. Dans un cas idéal, SPARTAN peut ainsi être associé à un code de composition.

Bibliographie

- [1] C Park. Nonequilibrium air radiation (neqair) program : User's manual moffett field, ca : Nasa-ames research center. Technical report, Technical Memorandum TM86707, 1985.
- [2] CO Laux. Radiation and nonequilibrium collisional-radiative models physico-chemical modeling of high enthalpy and plasma flows (von karman institute lecture series 2002-07) ed d fletcher et al. M. Charbonnier, GSR Sarma, T. Magin (Rhode-Saint-Genese, Belgium), 2002.
- [3] Parade software, plasma radiation database, final report issue 2 estec contract 11148/94/nl/fg, 2005.
- [4] L Tessé and JM Lamet. Radiative transfer modeling developed at onera for numerical simulations of reactive flows. The Onera Journal Aerospace Lab, 2, 2011.
- [5] Mario Lino da Silva. Logiciel spartan 2.6, <http://esther.ist.utl.pt/spartan/>.
- [6] Lionel Marraffat. Reentry technologies for sample return capsules. Alpbach - ESA/ESTEC Aerothermodynamic Section, 2008.
- [7] Robert D Braun and Robert M Manning. Mars exploration entry, descent and landing challenges. In Aerospace Conference, 2006 IEEE, pages 18–pp. IEEE, 2006.
- [8] Michael A Lieberman and Allan J Lichtenberg. Principles of plasma discharges and materials processing. Cambridge Univ Press, 1994.
- [9] Roland Cazes. Soudage à l'arc. Ed. Techniques Ingénieur, 1990.
- [10] K Miyamoto. Plasma physics for nuclear fusion. 1980.
- [11] Paul-Henri Rebut. L'énergie des étoiles : la fusion nucléaire contrôlée. Odile Jacob, 1999.
- [12] P Fauchais. 12.1 plasma particulate interactions : Momentum and heat transfer. In Workshop on thermal plasma systems and engineering, 1987.
- [13] John W Harris and Berndt Müller. The search for the quark-gluon plasma. arXiv preprint [hep-ph/9602235](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9602235), 1996.
- [14] Michael G Dunn and Sang-Wook Kang. Theoretical and experimental studies of reentry plasmas, volume 2232. National Aeronautics and Space Administration, 1973.
- [15] Ernst Stuhlinger. Ion propulsion for space flight. McGraw-Hill New York, 1964.
- [16] Alexey V Arefiev and Boris N Breizman. Theoretical components of the vasmir plasma propulsion concept. Physics of Plasmas (1994-present), 11(5) :2942–2949, 2004.
- [17] B Rosen. Spectroscopie électronique moléculaire. In Spectroscopy I/Spektroskopie I, pages 221–474. Springer, 1964.
- [18] Gerhard Herzberg. Molecular spectra and molecular structure. vol. 1 : Spectra of diatomic molecules. New York : Van Nostrand Reinhold, 1950, 2nd ed., 1, 1950.
- [19] Maher I Boulos, Pierre Fauchais, and Emil Pfender. Thermal plasmas : fundamentals and applications. Springer Science & Business Media, 2013.

CHAPITRE 1. PRINCIPES THÉORIQUES

- [20] Guangyu Zhang, David Mann, Li Zhang, Ali Javey, Yiming Li, Erhan Yenilmez, Qian Wang, James P McVittie, Yoshio Nishi, James Gibbons, et al. Ultra-high-yield growth of vertical single-walled carbon nanotubes : Hidden roles of hydrogen and oxygen. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 102(45) :16141–16145, 2005.
- [21] Peter Andrew Sturrock. Plasma Physics : An Introduction to the Theory of Astrophysical, Geophysical and Laboratory Plasmas. Cambridge University Press, 1994.
- [22] M Oppenheimer and Born R. On the quantum theory of molecules. Quantum, 10 :9789812795762_0001, 1927.
- [23] P Fauchais, K Lapworth, and JM Baronnet. First report on mesurement of temperature and concentration of excited species in optically thin plasmas. Report of the Group for Standrads and Measurements in Plasma Chemistry, 1979.
- [24] Moshe Deutsch and Israel Beniaminy. Inversion of abel’s integral equation for experimental data. Journal of applied physics, 54(1) :137–143, 1983.
- [25] P Andanson, B Cheminat, and AM Halbique. Résolution de l’équation intégrale d’abel : Application à la spectrométrie des plasmas. J. Phys. D : Appl. Phys., 11 :209–215, 1978.
- [26] Mário Lino Da Silva. Simulation des propriétés radiatives du plasma entourant un véhicule traversant une atmosphère planétaire à vitesse hypersonique : application à la Planète Mars. PhD thesis, Orléans, 2004.
- [27] Mario Lino da Silva, Lopez B, and Espinho S. Spartan 2.6 user’s manual, 2013.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Introduction

L'étude des plasmas de rentrée atmosphérique peut se faire en conditions réelles, en utilisant les données de la rentrée d'Apollo 10 [1], la mission IXV (Intermediate eXperimental Vehicle) de l'ESA [2] ou la future expérience d'étude du rayonnement infrarouge sur la capsule Schiaparelli d'Exomars 2016 avec l'instrumentation ICOTOM.

Cependant, pour avoir des données suffisantes pour vérifier les modèles ou tester les boucliers, il est nécessaire de recréer en laboratoire les conditions extrêmes de ces rentrées à plus petite échelle.

Ces conditions nécessitent une densité d'énergie suffisante pour former le plasma : plusieurs moyens d'essais existent, par exemple les torches à arc ou les tubes à choc, chacun atteignant différents domaines d'enthalpie spécifique. Est présenté ici un dispositif utilisant une torche à plasma à couplage inductif (torche ICP, figure 2.1).

En outre, une faible pression permet d'étudier le plasma dans des conditions de déséquilibre en plus proche accord avec les conditions réelles, et évite que les gaz de l'atmosphère terrestre modifient les conditions expérimentales. L'expérience est installée dans un caisson à vide afin d'obtenir une pression minimale d'environ 1 mbar.

2.1 Description des éléments

2.1.1 Torche à induction et génération du plasma

Les torches ICP (Inductively Coupled Plasma) sont des dispositifs utilisés depuis un demi-siècle dans l'analyse spectrométrique [3, 4] ou dans des applications industrielles telles que la CVD (Chemical Vapor Deposition), pulvérisation de poudres métalliques, ou céramiques, ou implantation d'ions [5, 6]. Ces torches sont composées d'une bobine créant le champ d'induction, d'un tube pour confiner le plasma, et d'une alimentation en gaz.

La torche ICP utilisée au laboratoire dispose d'une bobine d'induction à sept spires, refroidie par une circulation interne d'eau. L'application d'une tension

CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

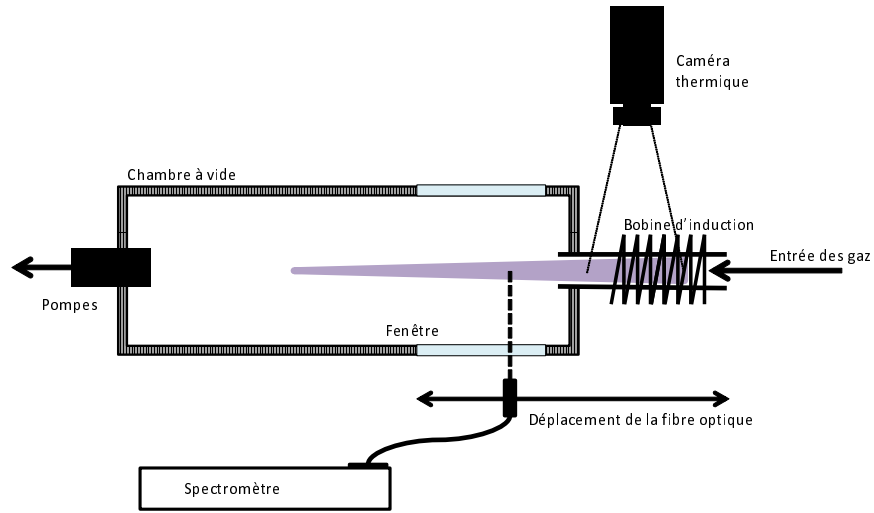


FIGURE 2.1 – Schéma récapitulatif de la géométrie des expériences.

de l'ordre du kV et d'une intensité d'environ 0,5 A à haute fréquence (64 MHz) provoque l'apparition d'un champ électromagnétique oscillant dans l'inducteur. La puissance de la torche peut varier de 100 W à 3 kW : les plages d'utilisations sont comprises entre 1 et 5 kV pour la tension et entre 0,2 et 0,6 A pour l'intensité. En deçà de ces valeurs, l'énergie effectivement injectée dans le gaz est trop faible pour créer le plasma. Au-delà, il y a un risque de claquage électrique entre les spires ou entre une spire et la cage de Faraday. La température des spires est surveillée par la température d'entrée et de sortie du circuit d'eau de refroidissement.

Un tube en quartz, passant à l'intérieur de l'inducteur conduit le gaz plasma-gène. Le champ électromagnétique oscillant provoque l'accélération des électrons libres présents dans le gaz. Ces derniers gagnant ainsi de l'énergie cinétique vont alors percuter les molécules et atomes du gaz pour les dissocier, les exciter et enfin les ioniser. Les électrons ainsi arrachés vont alors subir eux aussi l'accélération du champ magnétique. Cet effet de cascade électronique provoque alors l'échauffement et l'ionisation du gaz.

Les premiers électrons libres peuvent se trouver naturellement dans le gaz initial (l'une des raisons est la présence des rayons cosmiques). Si le plasma ne s'amorce pas, il est possible d'apporter des électrons en plongeant une tige métallique à l'intérieur de l'inducteur ce qui suffit à initier le processus de cascade.

Dans le cas étudié ici, le plasma s'est toujours auto-amorcé à basse pression ; en effet, le parcours moyen des électrons étant plus long, le temps pendant lequel ils accélèrent est plus grand ce qui favorise le lancement de l'avalanche électronique.

Le plasma créé par l'inducteur de la torche est confiné dans un tube en quartz horizontal de 28 mm de diamètre interne qui débouche dans la chambre à vide (décrite section 2.1.2). Le plasma forme ainsi un dard, dont la longueur

et la couleur dépendent à la fois de la composition du gaz et des caractéristiques d'entrée : le débit, la puissance et la pression interne de la cuve. Trois exemples sont photographiés en figure 2.2, figure 2.3 et figure 2.5, respectivement plasma d'argon, de diazote et de dioxyde de carbone.

La longueur du jet plasma obtenu peut atteindre le mètre dans le cas le plus favorable (Ar pur). Certains gaz (comme le CO_2) ne génèrent qu'un dard très court qui reste confiné dans l'inducteur et qui par conséquent n'a que très peu d'expansion dans le caisson.

Autour de l'inducteur est installée une cage de Faraday (visible sur les photographies de plasma, à gauche et en figure 2.4) pour empêcher les champs de perturber les autres dispositifs du laboratoire.

2.1.2 Caisson à vide

La torche ICP était déjà présente depuis quelques années au laboratoire, la nouveauté a été l'installation du système de basse pression. Le cahier des charges a été rédigé avant le début de la thèse [7]. La première version prévoyait un caisson placé verticalement au-dessus de la torche. Il a été décidé ensuite de transférer le système horizontalement : l'inducteur a donc été modifié et l'installation s'est révélée plus simple. La nouvelle configuration a donc été montée pendant les 3 premiers mois de la thèse [8] et les premiers essais de plasma d'argon ont été effectués fin 2013.

La chambre à vide est un cylindre de 50 cm de diamètre et de 1 m de long, en acier inoxydable placé horizontalement face à la torche ICP.

La cuve est percée de plusieurs accès où il est possible de placer les dispositifs de mesures. Il existe six de ces accès de taille 26 cm sur 10 cm placés sur l'axe horizontal de la cuve. À l'heure actuelle, deux hublots en pyrex permettent d'effectuer des mesures par spectrométrie dans le domaine du visible. La cuve dispose aussi de 5 accès circulaires de diamètre 5 cm situés dans l'axe de la chambre et sur le dessus. Le seul instrument installé à l'heure actuelle est un capteur de pression. Le plan de l'enceinte est disponible en figure 2.4.

Le passage en basse pression est réalisé par deux pompes. La pompe primaire E2M80 est une pompe à palette permettant de descendre la pression aux alentours de 10 mbar. La pompe secondaire (E2H500) est une pompe roots volumétrique qui effectue la descente en pression autour de 1 mbar. Les pompes restent actives durant l'expérience afin d'évacuer les gaz et de garder une pression constante. Le groupe de pompage est visible sur la photographie 2.9.

Le fait de se placer à basse pression, outre le fait de supprimer d'éventuelles pollutions par les gaz de l'air, permet d'étudier des conditions plus proches de la rentrée atmosphérique : l'équilibre thermodynamique du plasma n'est généralement pas atteint dans ces conditions.

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques du caisson à vide et des pompes.

Nom	type de pompe	Plage de pressions	Débit max
Pompe primaire	palette E2M80	1 bar - 10 mbar	$80 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$
Pompe secondaire	root volumétrique E2H500	10 mbar - 1 mbar	$500 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$

CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

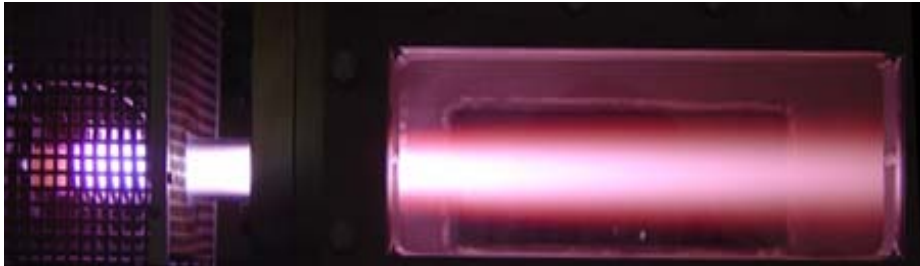


FIGURE 2.2 – Plasma de Ar.

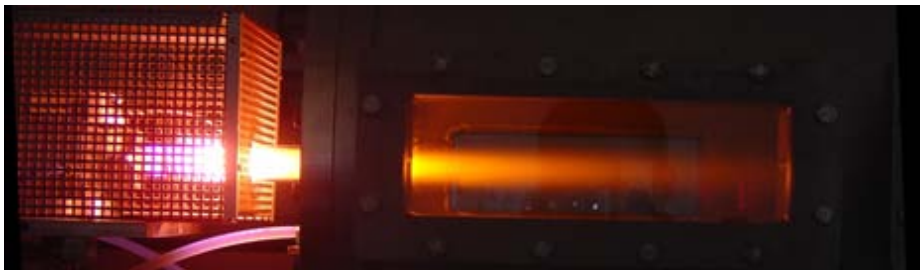


FIGURE 2.3 – Plasma de N₂.



FIGURE 2.4 – Au milieu : la torche et son alimentation, à gauche les bouteilles de gaz, à droite la cuve basse pression.



FIGURE 2.5 – Plasma de CO_2

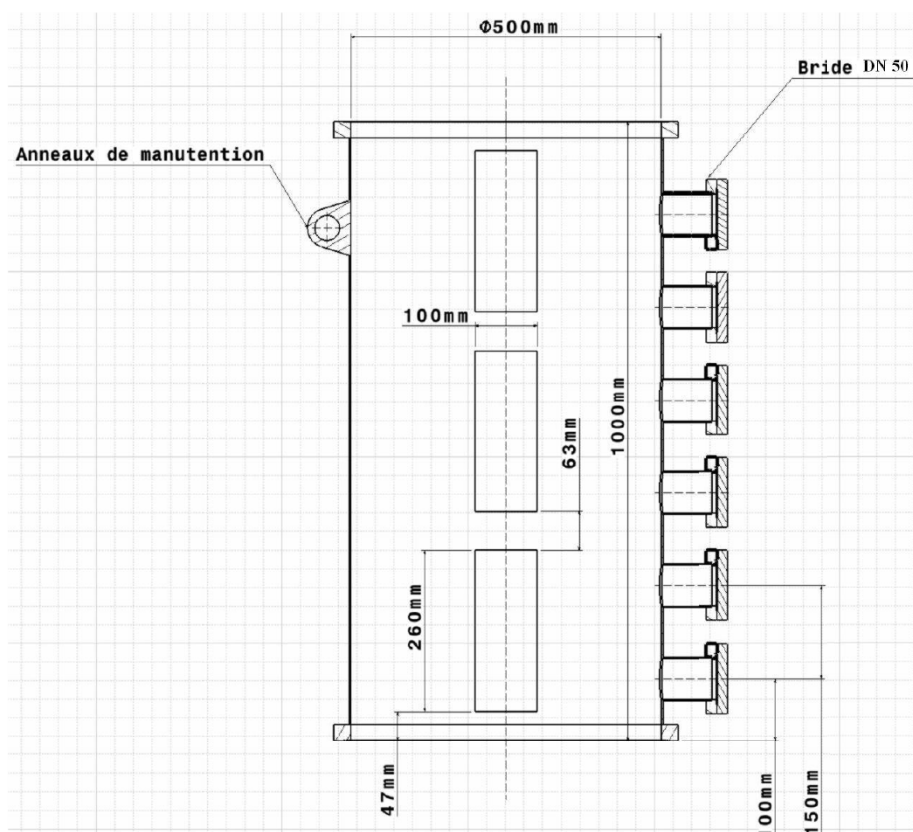


FIGURE 2.6 – Schématisation de l'enceinte à vide

CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

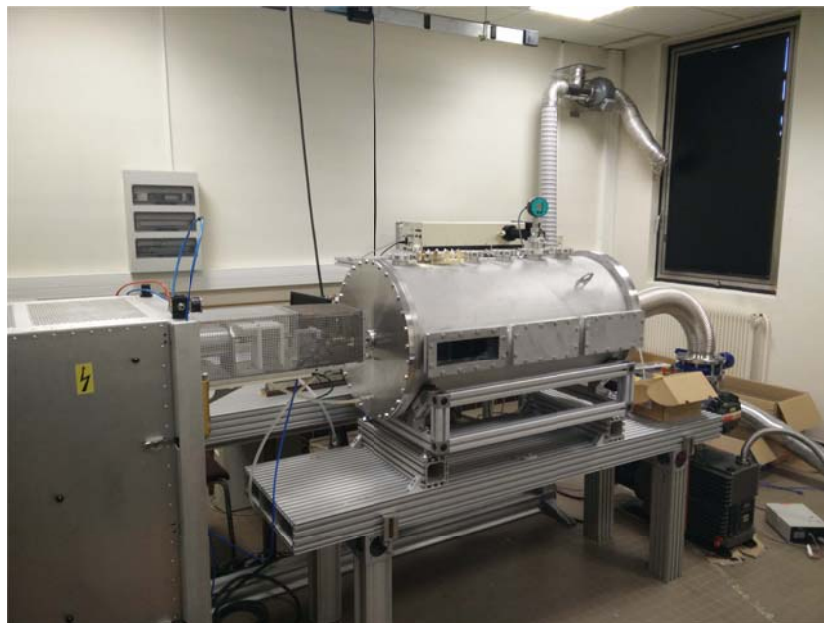


FIGURE 2.7 – Au milieu : la cuve basse pression, à droite l'évacuation des gaz et les pompes.

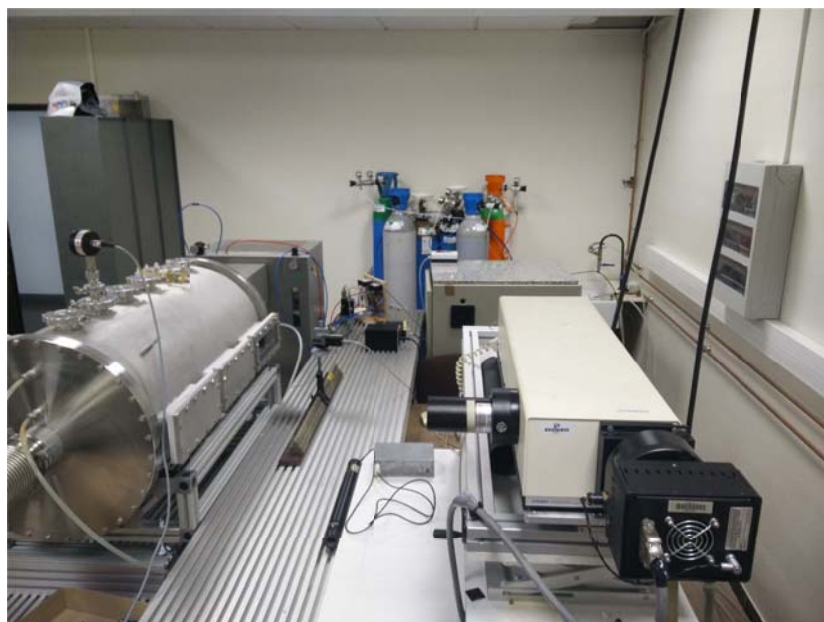


FIGURE 2.8 – A droite le spectromètre. Au milieu, la fibre optique et la lentille collectrice. Au fond, les systèmes de refroidissement à eau et de réglage de débit de gaz.



FIGURE 2.9 – Les deux pompes à vide et leur évacuation.

2.1.3 Gaz

L'alimentation en gaz est effectuée par deux débitmètres massiques contrôlés par ordinateur. Il est possible ainsi de mélanger deux gaz. Les gaz utilisés sont l'argon, l'hélium, le diazote, le dioxyde de carbone et un mélange représentant l'atmosphère de Mars (96% CO_2 / 2% N_2 / 2% Ar).

L'argon est un gaz dit plasmagène, car facilement ionisable. Il permet de tester le dispositif dans des conditions favorables.

Le diazote présent majoritairement dans l'atmosphère de la Terre et mineure dans celle de Mars est un gaz diatomique qui affiche des structures spectrales répétitives très caractéristiques lorsqu'il est ionisé [9]. Ces structures permettent d'étudier un gaz diatomique et de réaliser des mesures de températures dans des conditions plus simples que le mélange martien.

Les débits utilisés pendant les expériences peuvent varier de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ à plus de 15 L.min^{-1} . Dans la majorité des expériences, un débit proche de 2 L.min^{-1} a été utilisé.

CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2.1.4 Spectromètre

Le spectromètre est un chromex ST138 dont les caractéristiques sont notées dans la table 2.2 et le schéma de montage 2.1. Le rayonnement est conduit par l'intermédiaire d'une fibre optique qui peut être déplacée suivant deux axes pour observer différents points du plasma. Il y a 11 points de mesures possibles à l'intérieur de la cage de Faraday (dont 7 à l'intérieur de l'inducteur) et un continuum de points dans deux zones : le tube en quartz et le hublot du caisson.

Entre la fibre optique et le spectromètre est installé un adaptateur permettant le réglage du positionnement de la fibre et la focalisation de la lumière vers la fente d'entrée du spectromètre. (schéma figure 2.11)

La plage de spectre étudiée varie en fonction du réseau utilisé (environ 100 nm) et peut être déplacée entre 200 à 900 nm c'est-à-dire dans toute la zone de la lumière visible, du proche UV et du proche IR.

Le spectromètre, la CCD, modèle 1100 PB Princeton Instruments et son contrôleur ST-138 sont pilotés par le logiciel WinSpec 1.6.2. Les extraits de spectres sont alors traités et fusionnés sous Matlab.

Résolution spatiale et fonction d'appareil

La distance focale de la lentille de visée est de 7,5 cm, et sa distance au plasma est de 35 cm afin d'obtenir la meilleure résolution. Cette dernière correspond à un tube de plasma de 1 mm de diamètre et dont la longueur est égale à la largeur du plasma étudié. L'intensité observée est ainsi l'intensité intégrée sur la corde de plasma. Il est à préciser que l'inversion d'Abel n'est pas effectuée, les résultats présentés sont des mesures d'intensités relatives et normalisées.

La largeur des raies spectrales est principalement due à la fonction d'appareil qui est spécifique à chaque spectromètre. La fonction d'appareil est défini comme étant la largeur à mi hauteur des raies d'une lampe mercure-cadmium. Elle est de 0,4 nm pour le réseau 600 traits.mm⁻¹.

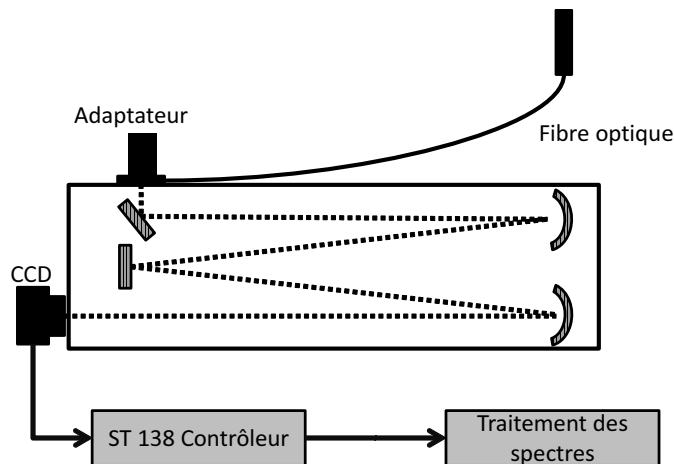


FIGURE 2.10 – Configuration des éléments de spectrométrie.

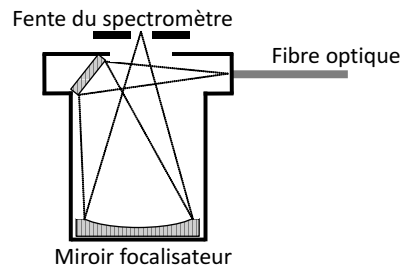


FIGURE 2.11 – Adaptateur OFA X 0.1

TABEAU 2.2 – Caractéristiques du spectromètre.

Longueur Focale	500 mm
Fente d'entrée	variable ($0.5 \mu\text{m}$ à $500 \mu\text{m}$)
Réseaux	600, 1200 ou $1800 \text{ traits.mm}^{-1}$

Cependant, une autre caméra CCD était installée sur le spectromètre dans la première moitié de la thèse qui disposait d'une meilleure résolution (1152 x 1242 px et $22 \mu\text{m}$ de taille pixel).

2.1.5 Caméra infrarouge

Par le biais d'une collaboration avec Xavier BALENDRAUD (Institut Français Mécanique Avancée), il a été possible d'effectuer des mesures avec une caméra infrarouge.

La caméra infrarouge est un dispositif de 320 x 240 pixel CEDIP infrared System Jade III observant les longueurs d'ondes entre $3,6 \mu\text{m}$ et $5,1 \mu\text{m}$. Le logiciel de commande, Altaïr, permet en temps réel de calculer la température de l'objet observé en supposant un corps noir.

Cette expérience a permis d'obtenir des informations sur l'efficacité thermique de la torche et sur l'enthalpie spécifique du plasma. (Voir le Chapitre 5)



FIGURE 2.12 – Caméra Thermique System Jade III CEDIP.

2.2 Problèmes rencontrés

L'installation et le fonctionnement de l'ensemble torche + caisson à vide n'ont posé aucun problème particulier. Cependant, lors des premiers essais de plasmas de CO_2 , on a pu observer un dard lumineux de plasma beaucoup plus court qu'avec les autres gaz. Les ordres de grandeurs sont d'environ 50 cm pour l'argon alors que le CO_2 est réduit à quelques centimètres. Certaines expériences de la littérature présentent des plasmas de CO_2 d'une taille plus longue [10, 11]. Ainsi, de nombreux tests empiriques ont été effectués afin de comprendre et d'améliorer les résultats, sans beaucoup de succès. Les idées suivantes ont été mises en oeuvre :

- Augmentation de l'enthalpie du gaz : en diminuant au minimum le débit et en maximisant la puissance injectée, on peut espérer une densité d'énergie plus haute dans le gaz. L'effet est visible, le plasma est plus émissif mais sa longueur ne varie que très peu.
- Inversement, on peut penser qu'en augmentant le débit, il serait possible de « souffler » le jet dans le caisson malgré le refroidissement. Il n'y a eu aucun effet.
- Le réglage d'une capacité d'accord sur la torche a permis une amélioration légère de l'intensité et de la longueur du plasma, notamment dans le cas du N_2 . L'effet n'est toujours pas satisfaisant.
- Tentative d'amorcer l'expérience en argon pur puis de changer la composition du gaz : l'expansion se réduit radicalement dès que le CO_2 est présent (même en proportion très faible de l'ordre du pourcent).
- Tentative d'amorcer l'expérience à plus haute pression en diminuant l'ouverture de sortie vers les pompes : aucun effet observable.

Pour tenter de comprendre en profondeur le phénomène, un instrument très simple a été assemblé pour mesurer la taille du plasma (voir figure 2.13). Il est possible ainsi d'obtenir l'angle d'observation du bord du plasma et une approximation de sa longueur. Malgré la qualité de l'instrument, une précision de l'ordre du centimètre a été obtenue. Cette précision est suffisante : en effet le plasma étant souvent très diffus, il n'y a pas de limite nette et claire de disparition. Pour une analyse plus approfondie de la longueur du plasma, voir l'annexe A.

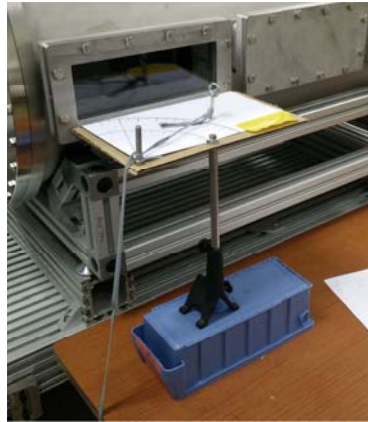


FIGURE 2.13 – L’observation de l’angle entre la paroi verticale de la cuve et le bord du plasma permet de remonter simplement à sa longueur par trigonométrie.

Bibliographie

- [1] Apollo 10 mission report. Manned Spacecraft Center Report MSC-00126, 1969.
- [2] Paolo Baiocco. Pre-x experimental re-entry lifting body : Design of flight test experiments for critical aerothermal phenomena. Technical report, DTIC Document, 2007.
- [3] Scott D Tanner, Vladimir I Baranov, and Dmitry R Bandura. Reaction cells and collision cells for icp-ms : a tutorial review. Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy, 57(9), 2002.
- [4] Akbar Montaser. Inductively coupled plasma mass spectrometry. John Wiley & Sons, 1998.
- [5] J Reece Roth. Industrial Plasma Engineering Volume 1. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [6] Michael A Lieberman and Allan J Lichtenberg. Principles of plasma discharges and materials processing. Cambridge Univ Press, 1994.
- [7] Cyrille Achard, Thierry Latchimy, and Damien Vacher. Cahier des charges pour une enceinte à vide. Technical report, Doc interne - LAEPT - Université Blaise Pascal, 2013.
- [8] Cyrille Achard, Damien Vacher, and Pierre-Alban Gouy. - rapport final - torche à plasma à couplage inductif - définition et construction d’un moyen d’essai à basse pression. Technical report, Doc interne - LAEPT / CNES, 2013.
- [9] Christophe O Laux, Laurent Pierrot, and Richard J Gessman. State-to-state modeling of a recombining nitrogen plasma experiment. Chemical Physics, 398 :46–55, 2012.
- [10] S Löhle, S Lein, Ch Eichhorn, G Herdrich, and M Winter. Spectroscopic investigation of an inductively heated co2 plasma for mars entry simulation. Journal of technical physics, 50(3) :233–246, 2009.

CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

- [11] C. Rond, A. Bultel, P. Boubert, and B.G. Chéron. Spectroscopic measurements of nonequilibrium $\{\text{CO}_2\}$ plasma in $\{\text{RF}\}$ torch. Chemical Physics, 354(1-3) :16 – 26, 2008.

Chapitre 3

Résultats de spectrométrie

Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats spectrométriques de différents plasmas et à l'analyse des spectres obtenus. En premier lieu est abordée une description rapide des programmes Matlab écrits et utilisés pour le traitement des données brutes du spectromètre et pour leur analyse. Ensuite, une liste des expériences et les spectres traités sont présentés. Pour finir, différentes analyses de température, d'abord sur les espèces atomiques puis sur les espèces moléculaires sont entreprises.

3.1 Programmes

3.1.1 Programmes pour le traitement des spectres

Avant toute analyse sur les spectres, il faut traiter les fichiers bruts. L'ensemble du traitement se déroule sous Matlab en plusieurs étapes automatisées.

3.1.1.1 Distorsion des spectres (étalonnage en longueur d'onde)

L'observation des premières expériences tests utilisant un plasma d'Ar pur (voir expérience 1) a montré une erreur systématique présente dans l'ensemble des spectres. Pour vérifier que cette erreur provient du spectromètre, et non pas du plasma, des observations ont été effectuées sur une lampe Mercure-Cadmium (Hg-Cd).

La différence entre la position des raies observées et la position des raies théoriques est affichée figure 3.1. On observe effectivement un décalage qui varie en fonction de la plage de visée du spectromètre. L'effet est presque identique sur le plasma d'Ar ou sur l'observation de la lampe Hg-Cd. Plus important, on observe clairement que le décalage dépend linéairement de la position de la raie par rapport au point de visée ce qui démontre une erreur systématique du spectromètre.

Le spectre est donc distordu, avec un minimum près du point de visée et un maximum sur les bords. La variation étant linéaire, la distorsion peut être simplement corrigée par un coefficient multiplicateur appliqué sur l'axe des longueurs d'ondes.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

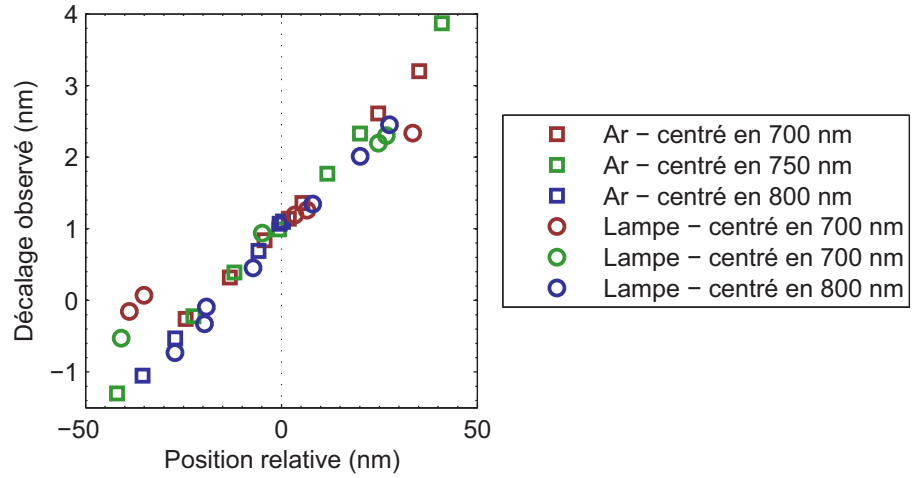


FIGURE 3.1 – Décalage entre les raies observées par le spectromètre et la position théorique pour l'expérience de plasma d'Ar 1 et l'observation d'une lampe Mercure-Cadmium.

EXPERIENCE 1 Expérience Argon test

Gaz	Ar
Débit (en l.min) ⁻¹	5
Tension(en kV)	4.2
Intensité(en mA)	425
Puissance (en W)	1750

La correction à appliquer est la suivante :

$$\lambda_{reel} = \lambda_{obs} * 0,05 \lambda_{relatif}$$

avec

$$\lambda_{relatif} = \lambda_{obs} - \lambda_{centre}$$

Il reste un décalage d'environ 1 nm à retrancher pour obtenir le spectre réel, ainsi que la correction du temps d'acquisition. Chaque observation peut être réalisée avec son propre temps d'acquisition. Avant la fusion des spectres, il faut prendre en compte ce facteur :

$$I_{corr} = \frac{I_{mes}}{t}$$

3.1.1.2 Étalonnage en intensité

L'étalonnage des spectres est effectué en multipliant la valeur d'intensité observée par un coefficient d'étalonnage dépendant de la longueur d'onde.

$$I_{corr} = I_{mes} \frac{I_{etalon}}{I_{etalon-mes}}$$

avec :

- I_{mes} Intensité mesurée du plasma. (Unité arbitraire)
- I_{etalon} Luminance de la lampe étalon. ($W.m^{-2}.sr^{-1}$)
- $I_{etalon-mes}$ Intensité mesurée par le spectromètre de la lampe étalon. (Unité arbitraire)

Le rapport entre les valeurs de luminance de la lampe étalon et son intensité observée (en unité arbitraire) donne le coefficient d'étalonnage en intensité. La courbe d'étalonnage est visible figure 3.2. Cet étalonnage permet de prendre en compte la réponse spectrale du dispositif optique et d'obtenir des intensités lumineuses ayant pour unité le $W.m^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}$

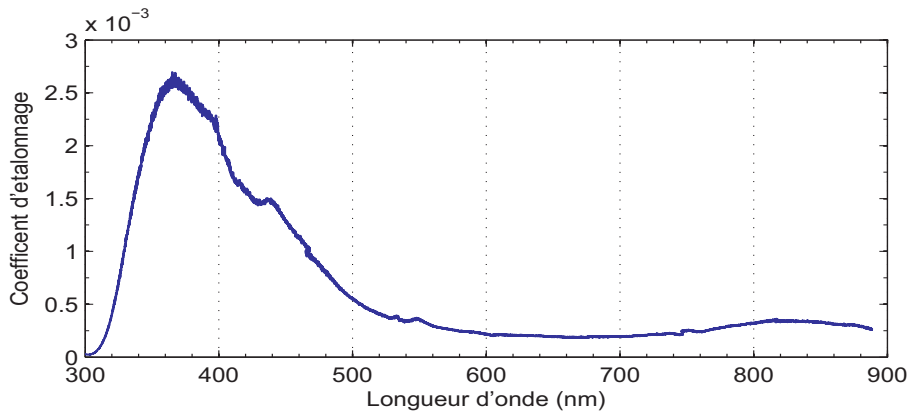


FIGURE 3.2 – Courbe d'étalonnage du spectromètre pour le réseau 600 trait.mm⁻¹.

3.1.1.3 Fusion des spectres

Chaque spectre, d'environ 100 nm de large est ensuite fusionné dans un seul spectre. Certaines zones se superposant, le spectre ayant une plus grande longueur d'onde est gardé dans le spectre final. Ainsi, la zone de chute du signal située en bord supérieur du spectre est évitée.

3.1.1.4 Exemple N₂

Sur les figures 3.3 et 3.4 est présenté un exemple de l'utilisation de ces programmes. Le premier est l'affichage des valeurs brutes et le second les spectres traités. Les spectres affichés proviennent de l'observation de l'expérience 12 (cf Section 3.2)

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

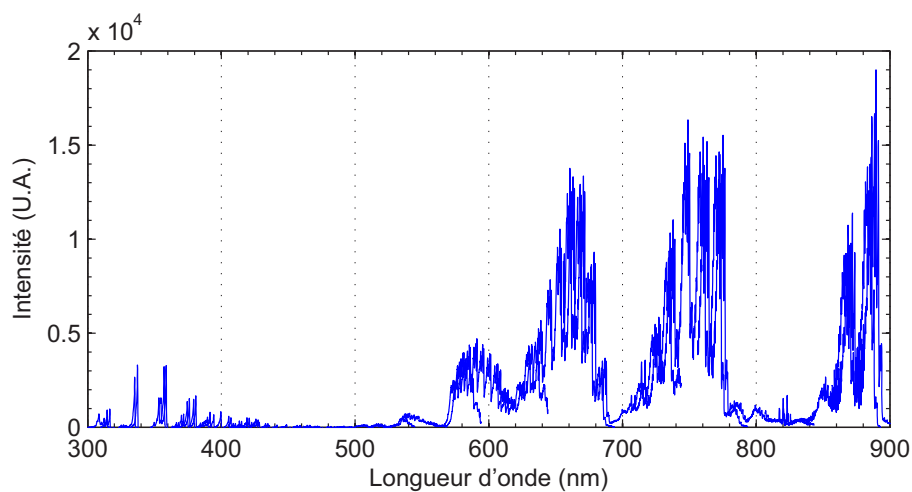


FIGURE 3.3 – Ensemble des 13 spectres bruts d'un plasma de N_2 .

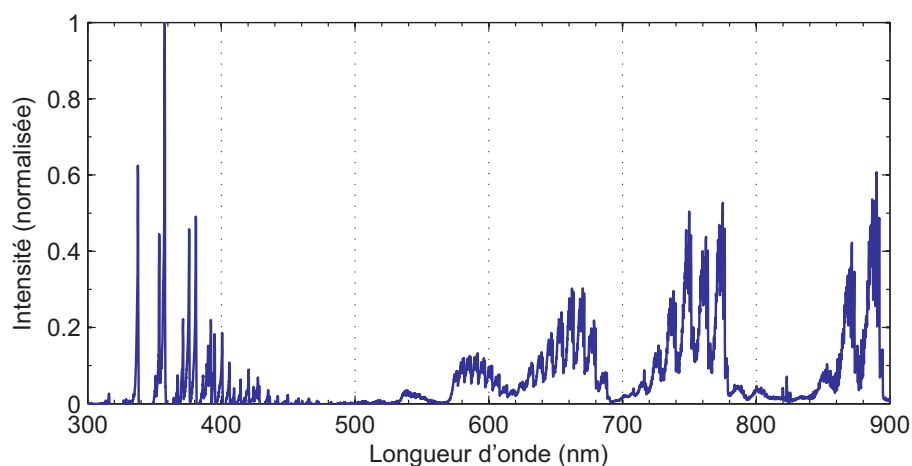


FIGURE 3.4 – Spectre global du même plasma de N_2 après traitement et normalisation.

3.1.2 Programmes pour l'analyse des spectres

Plusieurs programmes pour faciliter l'analyse des spectres ont été développés durant la thèse. L'un des programmes est un algorithme de recherche de raies quelconques dans un spectre, suivant des délimitations arbitrairement choisies. Il permet d'avoir facilement la liste de la position et de l'intensité des raies les plus visibles du spectre. Un second programme consiste à l'automatisation de SPARTAN et de la comparaison personnalisée avec les spectres expérimentaux pour de grands domaines de températures.

3.1.2.1 Recherche de raies

Le fonctionnement de l'algorithme de recherche de raies est le suivant :

Les données d'entrées sont le spectre sous forme de deux vecteurs (abscisse et ordonnée), une intensité minimale, et une résolution. L'intensité minimale correspond à la valeur minimum pour qu'un maximum local dans le spectre soit considéré comme une raie. La résolution est la distance en nanomètres minimum entre deux pics. Si deux pics sont situés dans un intervalle inférieur à la résolution, alors seul le pic le plus haut est considéré comme une raie.

L'algorithme recherche ainsi un maximum local de la fonction. Si la distance depuis le dernier maximum local dépasse la résolution, alors une raie est enregistrée et une nouvelle raie est recherchée. Si la distance est inférieure à la résolution, le maximum local le plus grand est choisi comme raie potentielle.

La sortie de l'algorithme est définie comme deux vecteurs correspondant aux abscisse et ordonnée de chaque raie.

Un exemple de recherche de raies par le programme est présenté figure 3.5. Les raies bien discernables sont correctement détectées et le bruit de fond n'est pas confondu avec d'éventuel raies. Seules les petites raies ou les pics trop proches les uns des autres (inférieur à la résolution) sont oubliés.

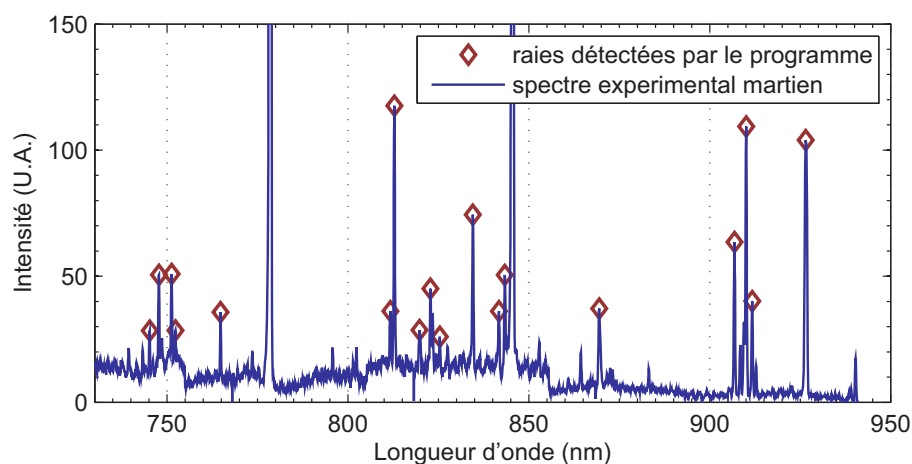


FIGURE 3.5 – Exemple du programme de recherche de raies sur un extrait de spectre d'un plasma de type atmosphère martienne.

Ce programme peut ensuite être utilisé de différentes manières, par exemple, en recherchant la somme des différences des raies entre deux spectres. Cette valeur pouvant quantifier si deux spectres sont proches l'un de l'autre.

Ce programme permet d'essayer de quantifier par une unique valeur la différence entre deux spectres, généralement entre un spectre expérimental et théorique. Les limites du programme sont cependant rapidement atteintes lorsque trop de raies sont dans un intervalle inférieur à la résolution indiquée, ou brouillées par un bruit ou un spectre poly-atomique. D'autres techniques de comparaisons

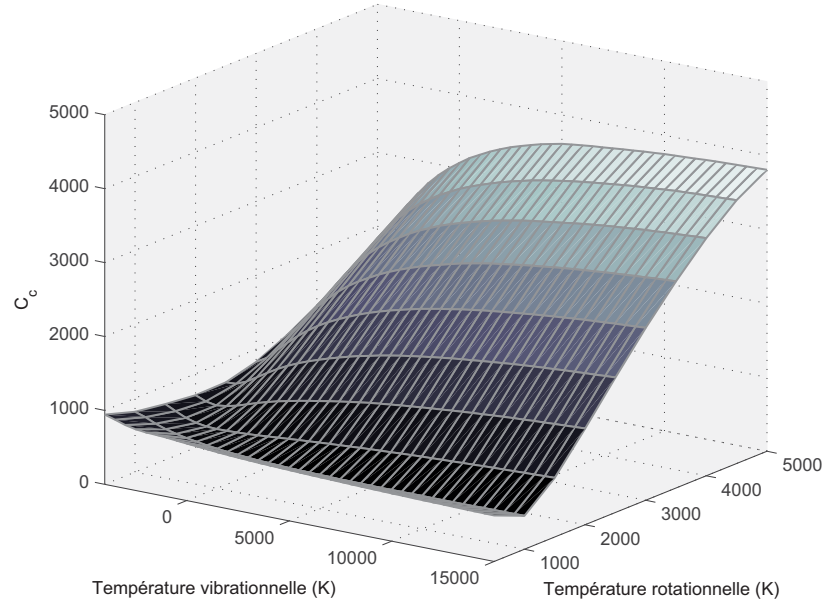


FIGURE 3.6 – Exemple de résultats : ici C_c représente la différence entre les aires d'un spectre expérimental avec les spectres théoriques.

sont présentées dans la suite de la thèse.

3.1.2.2 Automatisation de SPARTAN

Deux méthodes de recherches de températures, l'une par soustraction et l'autre par la méthode de Fourier (cf 4) nécessitent d'effectuer de nombreux calculs de spectres par SPARTAN, de l'ordre d'une centaine par comparaison.

Un programme pour automatiser les changements de températures, les calculs SPARTAN puis l'affichage et l'enregistrement des résultats dans des matrices visibles en 3D a ainsi été écrit dans le cadre de la thèse. Le fonctionnement est le suivant :

Après avoir sélectionné le fichier INPUT personnalisé consistant à la composition chimique du plasma, le programme réécrit les valeurs de températures vibrationnelles et rotationnelles pour chaque cas de calcul, lance le programme SPARTAN qui effectue la simulation à proprement parler du spectre, puis récupère les résultats spectraux.

Suivant la méthode de recherche de température utilisée, le programme effectue le calcul de la soustraction ou de la transformée de Fourier.

Le résultat de l'algorithme consiste donc en une matrice de valeurs représentées dans l'axe Z d'un graphe où les deux abscisses correspondent aux deux températures vibrationnelle et rotationnelle (figure 3.6).

3.1.2.3 Calcul de composition

SPARTAN nécessitant d'avoir la composition du plasma avant lancer le calcul des spectres, les valeurs de densité proviennent d'un code écrit par P. André

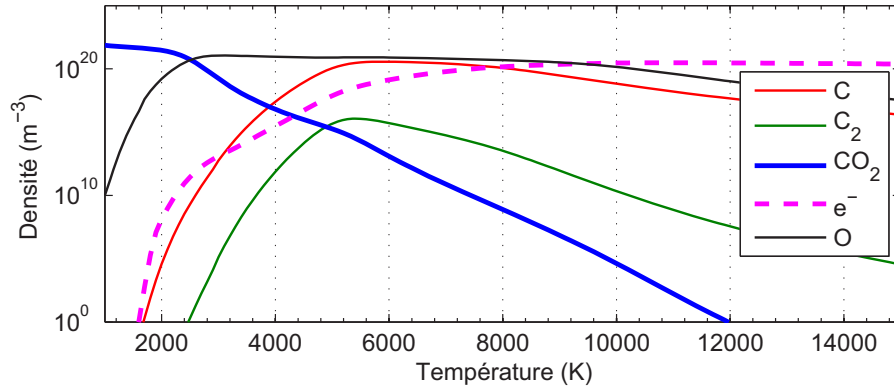


FIGURE 3.7 – Exemple de calcul de composition pour un plasma de CO_2 . Seuls 5 éléments sont affichés pour des raisons de clarté.

[1, 2]. Le code effectue un calcul pour une pression donnée et pour une zone de température et donne les concentrations des électrons, atomes, ions et molécules, présents dans le plasma. Sur la figure 3.7 est présentée la composition partielle d'un plasma de CO_2 pur à une pression de 1 mbar et pour des températures de 1000 K à 15000 K.

3.2 Expériences réalisées

3.2.1 Liste des expériences

De nombreuses expériences, avec différents mélanges de gaz, différents débits ou puissances ont été réalisées. Des observations spectrométriques ont aussi été effectuées en plusieurs points du plasma. Pour faciliter l'organisation, est indiquée tableau 3.1, la liste des expériences avec chacune de leurs caractéristiques et un numéro de référence.

Chaque spectre du manuscrit est ensuite référencé pour correspondre à l'une des expériences.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

TABLEAU 3.1 – Liste des expériences réalisées

Ref.	Débit CO ₂ (<i>l.min</i> ⁻¹)	Débit N ₂ (<i>l.min</i> ⁻¹)	Débit Ar (<i>l.min</i> ⁻¹)	Tension (<i>kV</i>)	Intensité (<i>mA</i>)	Puissance (<i>W</i>)
2	0,5	0	0	3,4	423	1438
3	1	1	0	3,1	580	1798
4	0,6	0	0	3,6	480	1728
5	0,6	0	1	3,5	490	1715
6	0,7	0	0	4	600	2400
7	0,3	0	0	4,2	516	2167
8	0,5	1	0	3,7	700	2590
9	1	0,8	0	3,9	400	1560
10	1	1,1	0	3,3	460	1518
11	mélange martien 0,6			3,3	460	1518
12	0	3	0	3,04	421	1279
13	0	3	0	3,05	411	1253
14	0	3	0	3	400	1200
15	mélange martien 0,5			3,5	500	1750

3.2.2 Positions d'observation

Le jet de plasma évoluant suivant l'axe de la torche sur plusieurs dizaines de centimètres, certaines expériences ont été observées en plusieurs points. Le tableau 3.2 décrit la position des quatre points d'observations étudiés pour les expériences 12 et 13. Le premier point, pris en tant qu'origine de l'axe est situé entre la spire 3 et 4 de l'inducteur.

TABLEAU 3.2 – Position des points d'observations suivant l'axe du plasma

Numéro	Distance à l'origine	Note
1	0 mm	Entre les spires 3 et 4 (à 20 mm de la sortie de la torche)
2	74 mm	Observation dans le tube en quartz
3	200 mm	Observation dans le caisson : juste en sortie du tube
4	320 mm	Observation dans le caisson : dans la zone d'expansion

Il a été décidé d'effectuer certaines observations entre les positions des spires. La visée étant réalisé par laser, cela nécessite d'éteindre la torche à chaque modification. Seules les deux expériences 14 et 15 ont été ainsi réalisées. Le plasma étant ré allumé plusieurs fois, des incertitudes sur les valeurs de tension, d'intensité et de puissance sont à noter. Il s'agit néanmoins de la seule méthode pour obtenir la variation du signal du spectre du plasma de CO₂ en fonction de la position du fait de la faible dispersion de ce type de plasma.

3.2.3 Présentation des spectres

L'expérience 2 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 pur. L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 2 24S2013-co2

Gaz	CO_2
Débit (en l.min) ⁻¹	0,5
Tension(en kV)	3,4
Intensité(en mA)	423
Puissance (en W)	1438

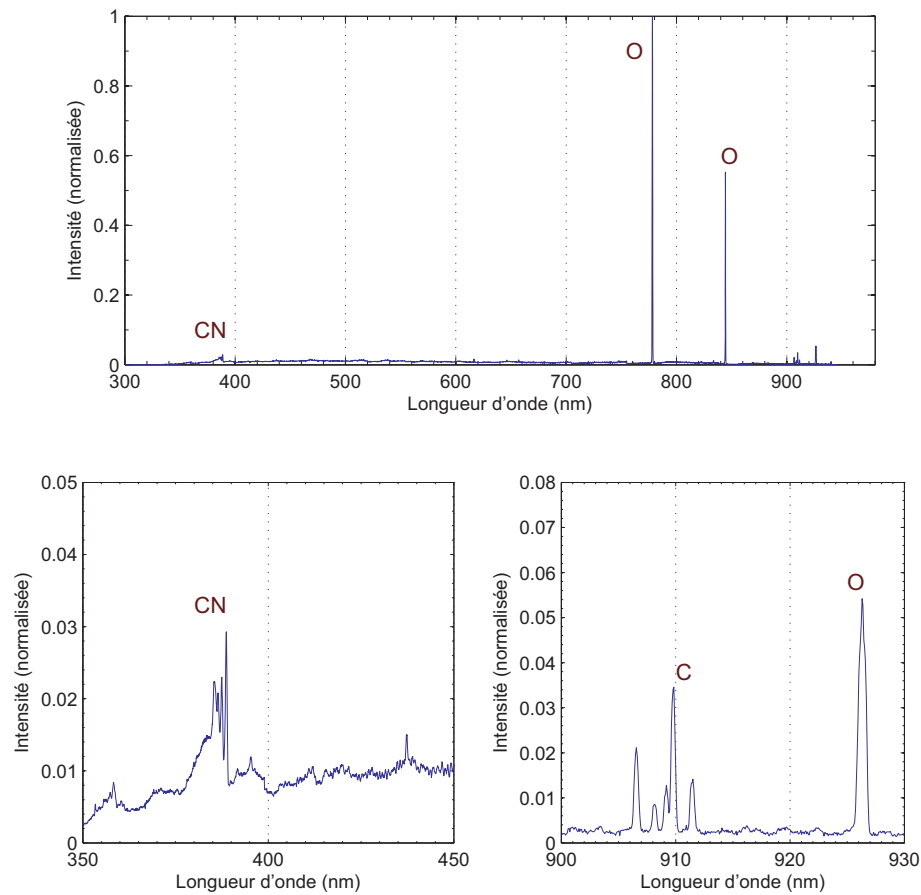


FIGURE 3.8 – Spectre de l'expérience 2

Les raies atomiques de l'oxygène et du carbone sont bien visibles. La structure CN pourrait provenir d'une légère fuite qui permet à l'air de pénétrer dans la torche ou à des impuretés présents dans la bouteille de CO_2 . La décomposition du CO_2 et du N_2 de l'air puis leur recombinaison est le processus de création de la molécule CN.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 3 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 et N_2 . L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPÉRIENCE 3 26S2013-co2-N2

Gaz	CO_2 et N_2
Débit (en l.min^{-1})	1 pour chaque gaz
Tension(en kV)	3,1
Intensité(en mA)	580
Puissance (en W)	1798

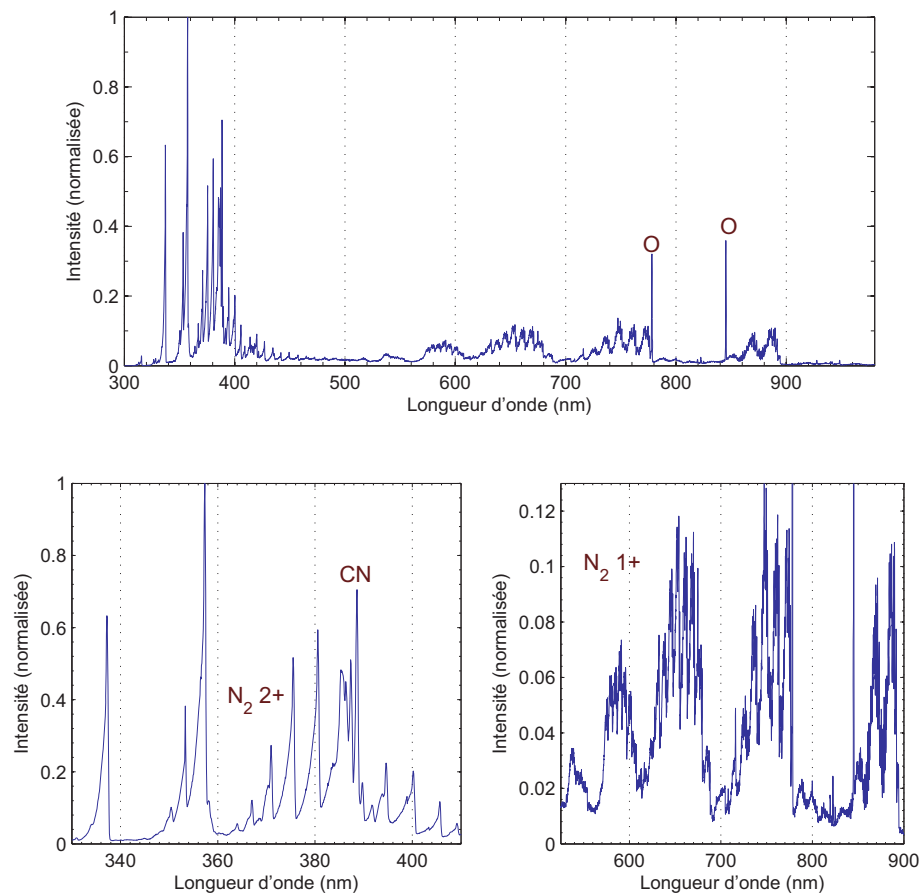


FIGURE 3.9 – Spectre de l'expérience 3

On observe quelques raies atomiques et de nombreuses raies moléculaires : Les bandes vibrationnelles du $\text{N}_2 1+$ entre 500 et 900 nm et celle du $\text{N}_2 2+$ entre 300 et 450 nm sont bien visibles. La structure CN violet est du même ordre de grandeur autour de 390 nm.

L'expérience 4 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 pur. L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 4 18N2013-co2

Gaz	CO_2
Débit (en l.min^{-1})	0,6
Tension(en kV)	3,6
Intensité(en mA)	480
Puissance (en W)	1728

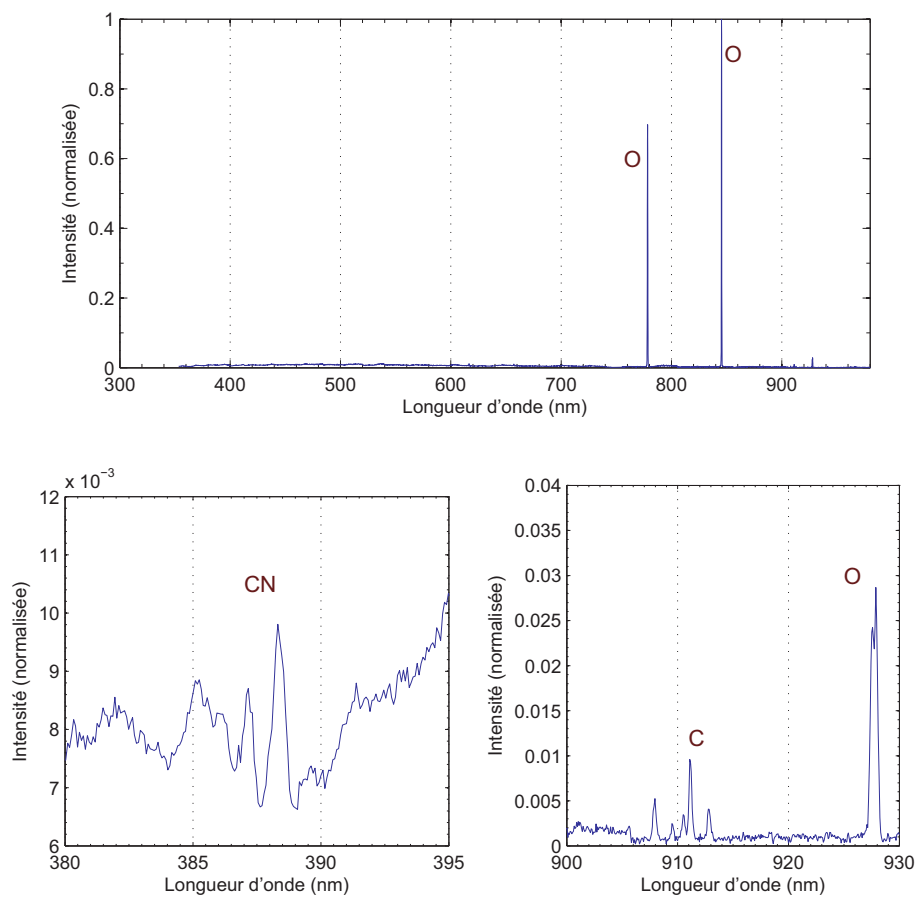


FIGURE 3.10 – Spectre de l'expérience 4

La perturbation par l'air est ici presque inexistante, la structure CN est visible mais son intensité relative est d'un ordre de grandeur plus faible.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 5 consiste en l'analyse d'un plasma de CO₂ et Ar. L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 5 18N2013-co2-ar

Gaz	CO ₂ et Ar
Débit (en l.min) ⁻¹	0,6 pour CO ₂ et 1 pour Ar
Tension(en kV)	3,5
Intensité(en mA)	490
Puissance (en W)	1715

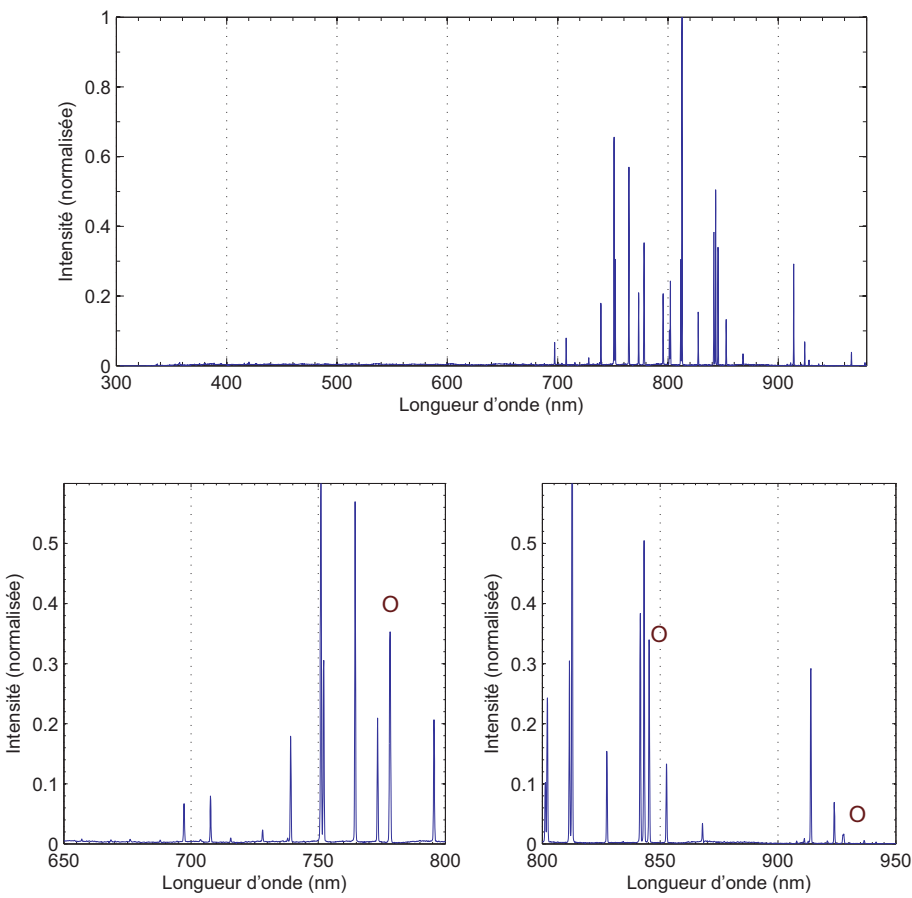


FIGURE 3.11 – Spectre de l'expérience 5

Les raies atomiques d'Ar sont clairement visibles et représentent la presque totalité des raies à l'exception de trois raies d'O. Non visibles sur le graphique, les raies de C entre 905 et 910 nm sont d'une intensité de deux ordres de grandeurs inférieurs.

L'expérience 6 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 pur. L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 6 15Ju2013-1

Gaz	CO_2
Débit (en l.min^{-1})	0,7
Tension(en kV)	4
Intensité(en mA)	600
Puissance (en W)	2400

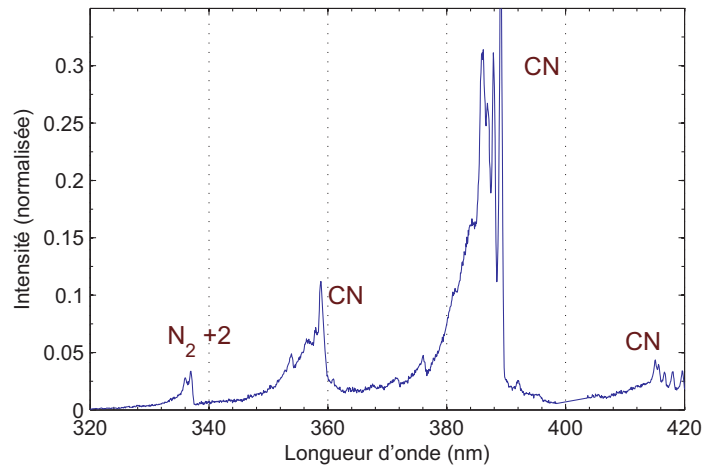
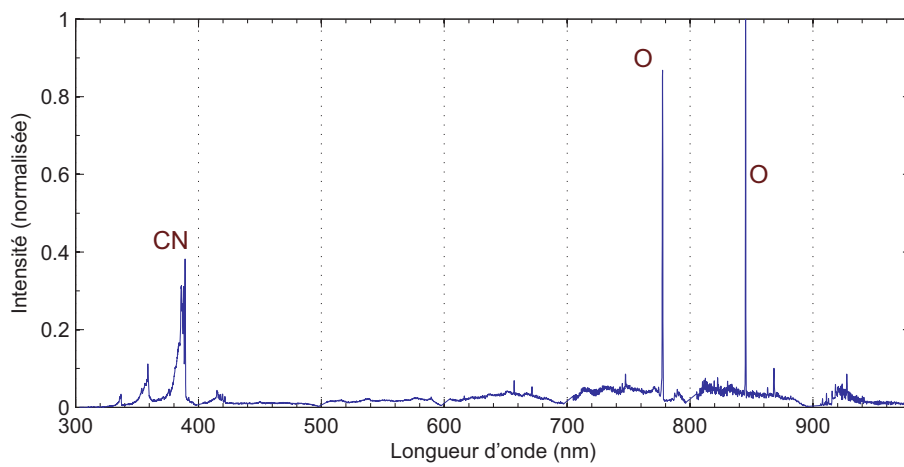


FIGURE 3.12 – Spectre de l'expérience 6

Une perturbation par du N_2 est visible. (raies de N_2 et CN). Les raies d'oxygène et de carbone sont bien visibles.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 7 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 pur. L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 7 15Ju2013-2

Gaz	CO_2
Débit (en l.min^{-1})	0,3
Tension(en kV)	4,2
Intensité(en mA)	516
Puissance (en W)	2167

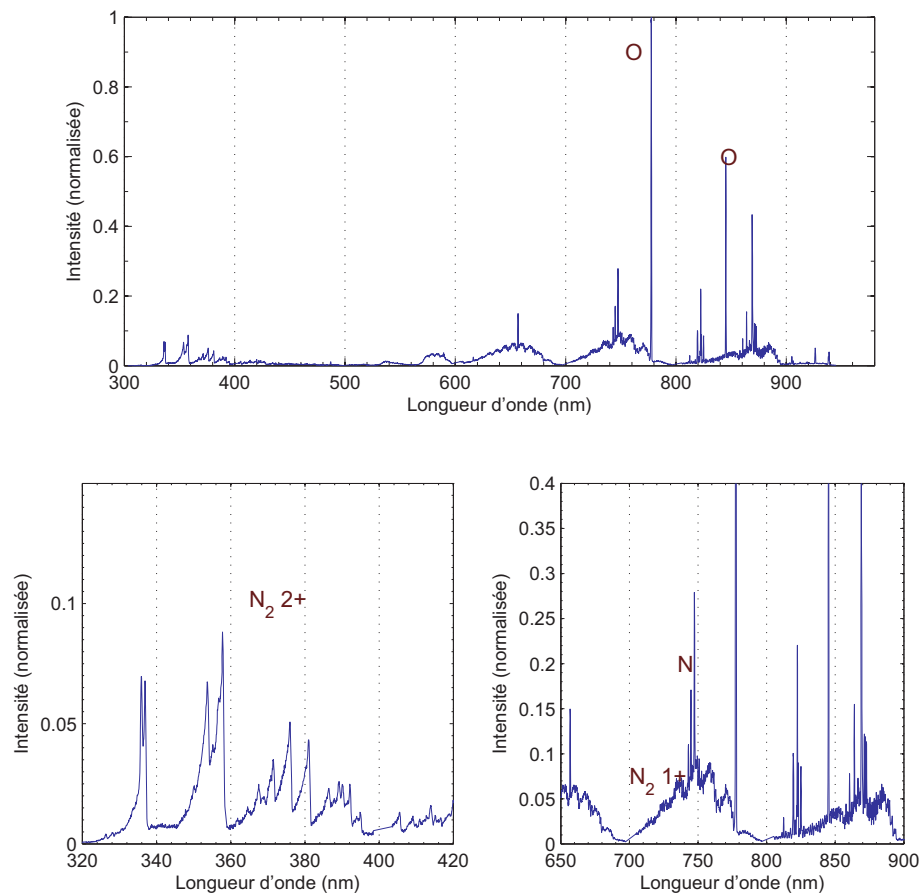


FIGURE 3.13 – Spectre de l'expérience 7

De même que l'expérience précédente, la perturbation N_2 est importante. Cependant, le débit de CO_2 étant deux fois plus faible, il apparait que les raies N et les bandes vibrationnelles de N_2 sont relativement plus grandes.

L'expérience 8 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 et N_2 . L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 8 17Ju2013-1

Gaz	CO_2 et N_2
Débit (en l.min^{-1})	0,5 pour CO_2 et 1 pour N_2
Tension(en kV)	3,7
Intensité(en mA)	700
Puissance (en W)	2590

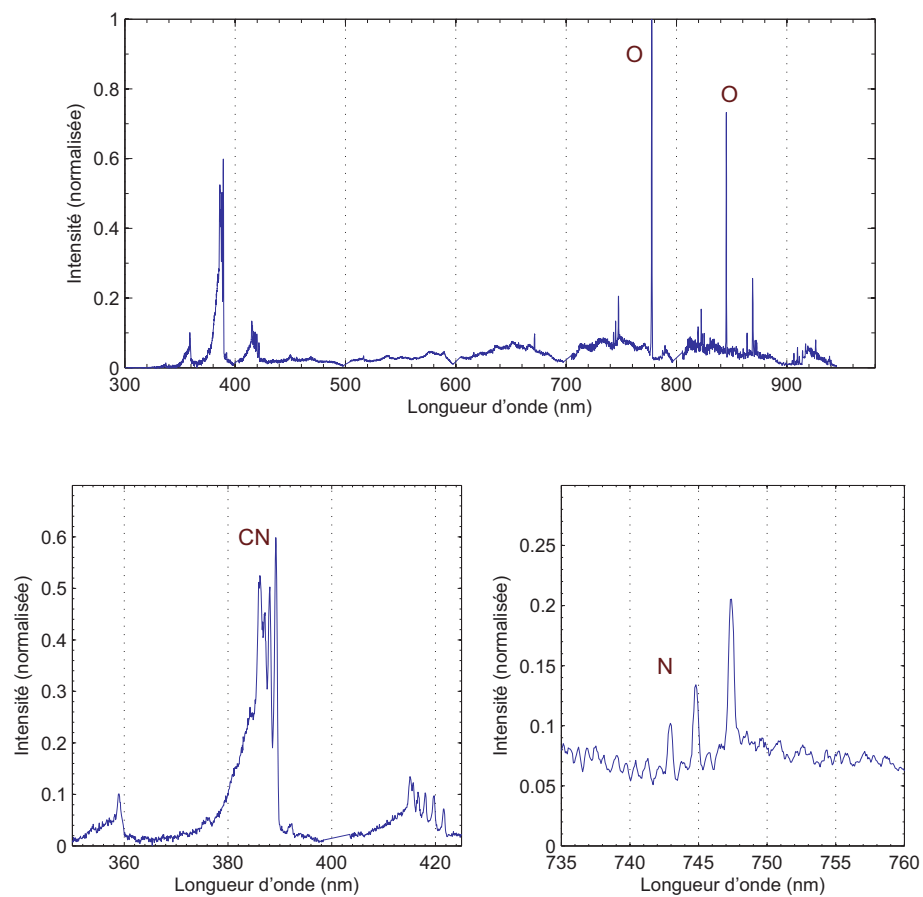


FIGURE 3.14 – Spectre de l'expérience 8

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 9 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 et N_2 . L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 9 17Ju2013-2

Gaz	CO_2 et N_2
Débit (en l.min^{-1})	1 pour CO_2 et 0,8 pour N_2
Tension(en kV)	3,9
Intensité(en mA)	400
Puissance (en W)	1560

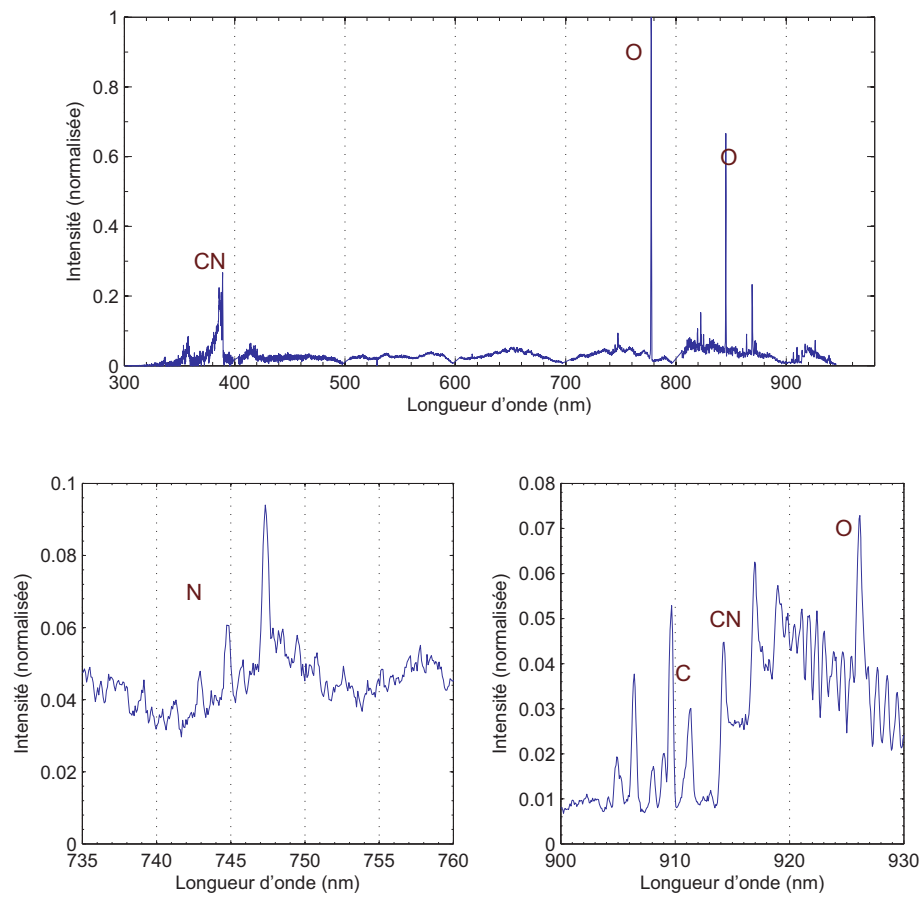


FIGURE 3.15 – Spectre de l'expérience 9

Les structures CN rouge sont particulièrement bien visibles sur ce spectre entre 913 et 940 nm.

L'expérience 10 consiste en l'analyse d'un plasma de CO_2 et N_2 . L'observation est effectuée entre les spires 6 et 7.

EXPERIENCE 10 24S2013-co2-n2

Gaz	CO_2 et N_2
Débit (en l.min^{-1})	1 pour CO_2 et 1,1 pour N_2
Tension(en kV)	3,3
Intensité(en mA)	460
Puissance (en W)	1518

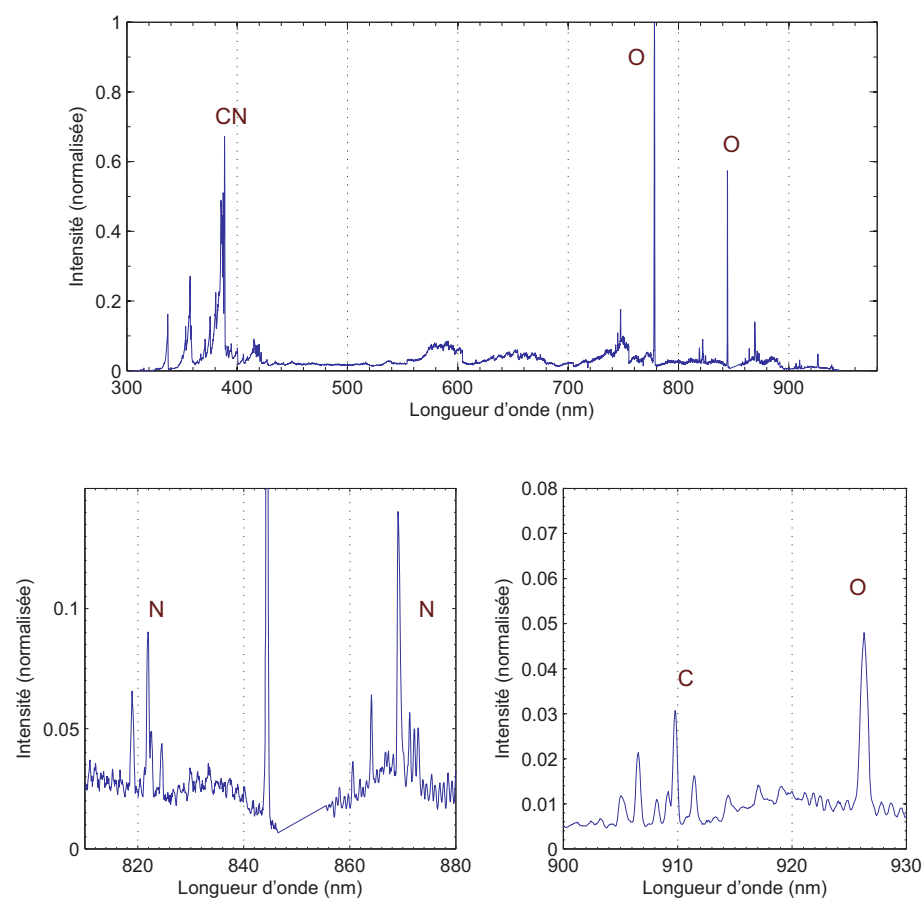


FIGURE 3.16 – Spectre de l'expérience 10

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 11 consiste en l'analyse d'un plasma de mélange martien. L'observation est effectuée entre les spires 3 et 4.

EXPERIENCE 11 23J2014-mars	
Gaz	Mélange Martien
Débit (en l.min) ⁻¹	0,6
Tension(en kV)	3,58
Intensité(en mA)	465
Puissance (en W)	1664

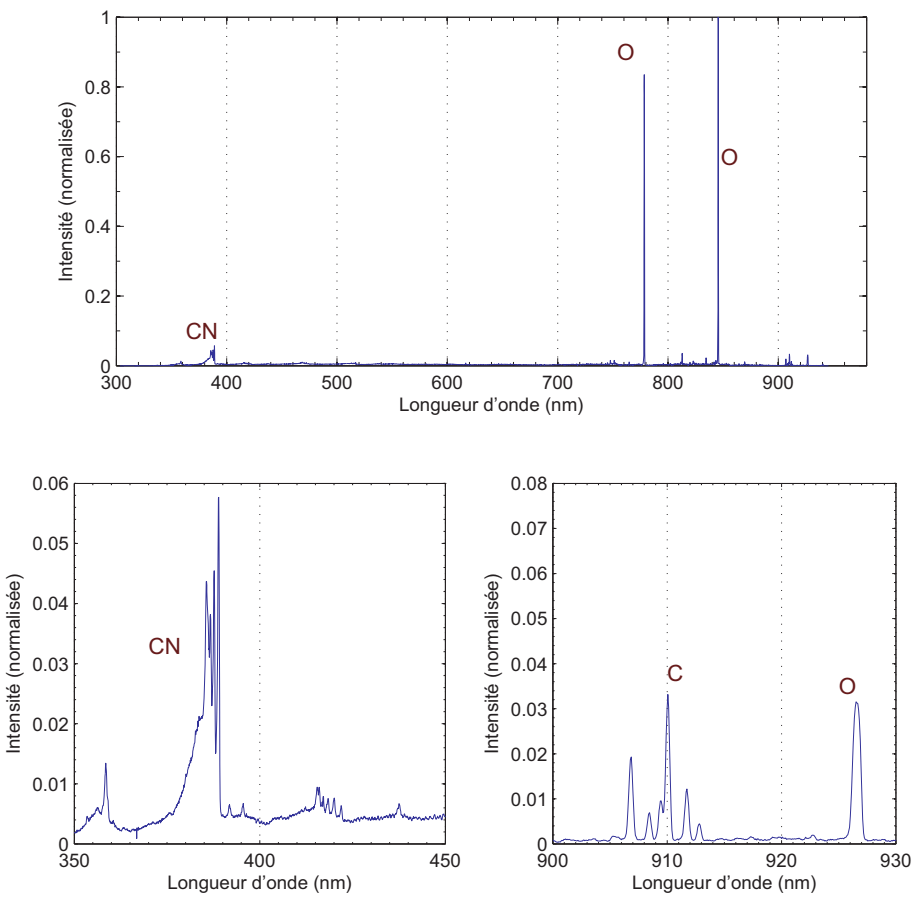


FIGURE 3.17 – Spectre de l'expérience 11

L'expérience 12 consiste en l'analyse d'un plasma de N_2 pur. L'observation est effectuée en quatre points sur l'ensemble du spectre visible.

EXPERIENCE 12 23J2014-n2

Gaz	N_2
Débit (en l.min) ⁻¹	3
Tension(en kV)	3,04
Intensité(en mA)	421
Puissance (en W)	1279

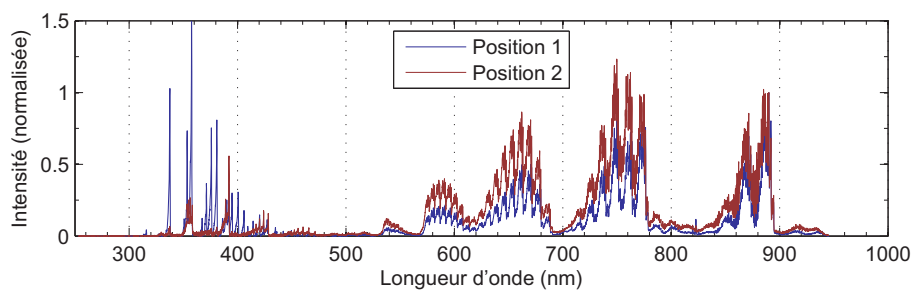


FIGURE 3.18 – Spectres 1 et 2 de l'expérience 12 (normalisé)

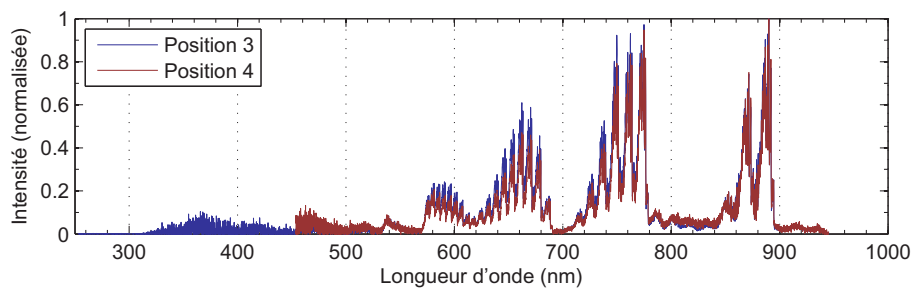


FIGURE 3.19 – Spectres 3 et 4 de l'expérience 12 (normalisé)

La forme des séquences de bandes vibrationnelles de N_2 1+ entre 550 et 900 nm changent peu sur l'axe du plasma dans les spectres normalisés. Leur intensité baisse cependant considérablement, leur ordre de grandeur en valeur non normalisée et unité arbitraire est de 10^1 , 10^{-1} et 10^{-2} respectivement pour les positions. 1, 2, 3 et 4. Les bandes N_2 2+ disparaissent complètement à la troisième et quatrième position.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

L'expérience 13 consiste en l'analyse d'un plasma de N₂ pur. L'observation est effectuée en quatre points sur l'ensemble du spectre visible.

EXPERIENCE 13 17M2014-n2	
Gaz	N ₂
Débit (en l.min) ⁻¹	3
Tension(en kV)	3,05
Intensité(en mA)	411
Puissance (en W)	1253

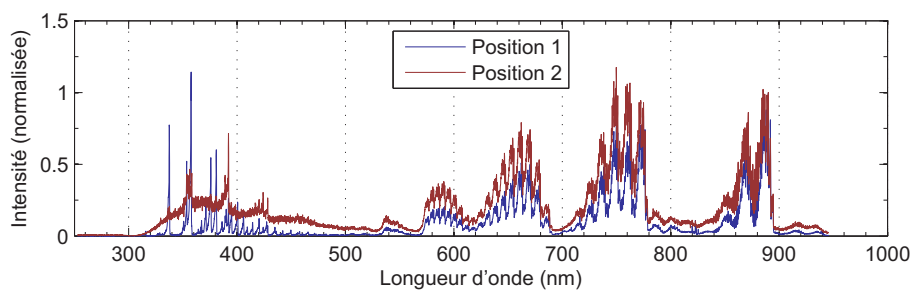


FIGURE 3.20 – Spectre de l'expérience 13

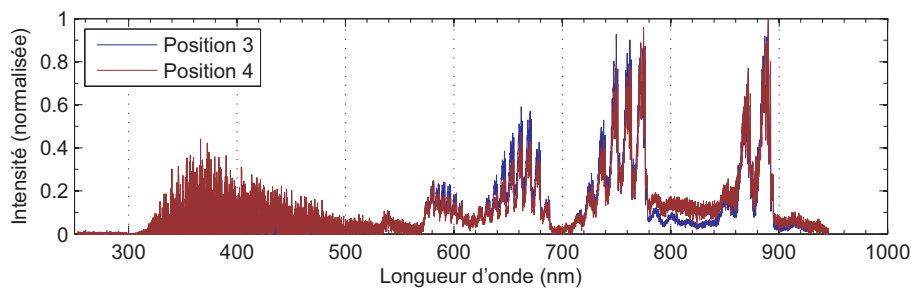


FIGURE 3.21 – Spectre de l'expérience 13

L'expérience 14 consiste en l'analyse d'un plasma de N_2 pur. L'observation est effectuée en huit points, entre chacune des spires de l'inducteur de la torche. Seule la séquence de bandes vibrationnelles de N_2 entre 700 et 780 nm est observée.

EXPERIENCE 14 3D2014-n2

Gaz	N_2
Débit (en l.min) ⁻¹	3
Tension(en kV)	3
Intensité(en mA)	400
Puissance (en W)	1200

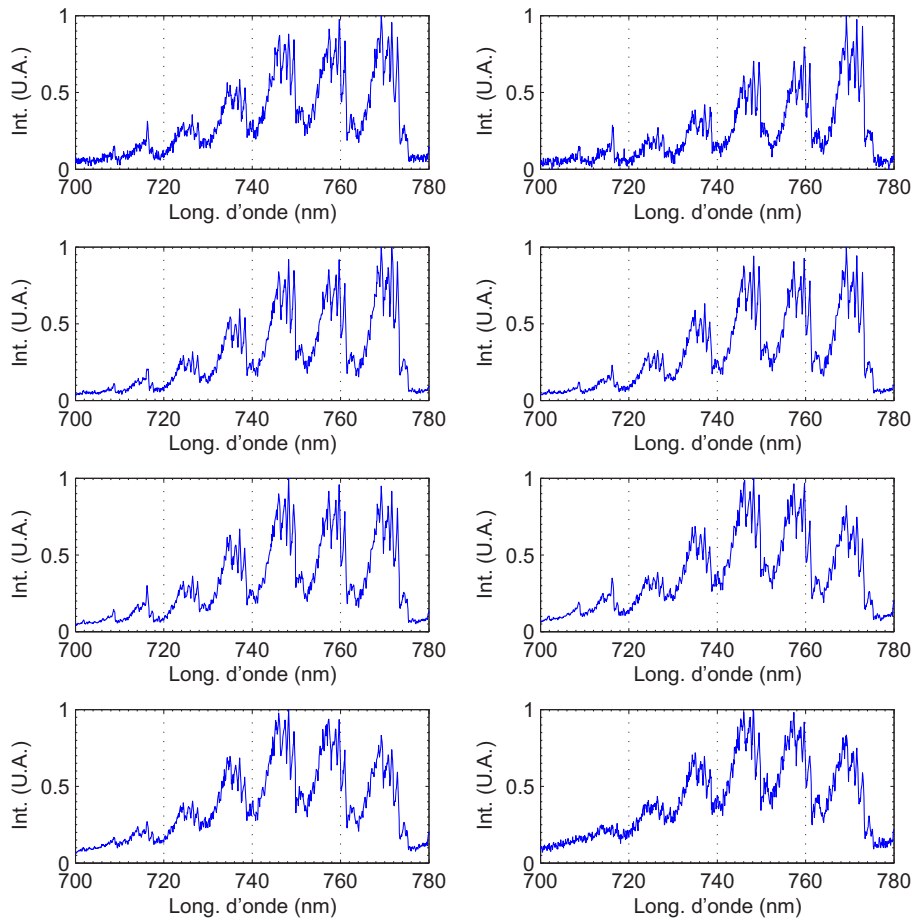


FIGURE 3.22 – Spectres de l'expérience 14 : position de 1 à 8 respectivement de gauche à droite et de haut en bas.

On observe un changement du point d'intensité maximum : la bande rotationnelle la plus haute n'est pas la même au cours de la position d'observation. Cette observation est compatible avec une augmentation des températures tout

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

le long de l'inducteur.

L'expérience 15 consiste en l'analyse d'un plasma de mélange de l'atmosphère martienne. L'observation est effectuée en 13 points, entre chacune des spires de l'inducteur de la torche puis 5 points dans le tube en quartz, à la sortie de l'inducteur. Seule la bande de CN entre 385 et 389 nm est observée. Seuls les 8 premiers points d'observations sont indiqués. Les 5 derniers présentent pour deux d'entre eux les mêmes caractéristiques, et le signal des trois derniers est trop faible pour être utilisable.

EXPERIENCE 15 20J2015-mars

Gaz	Mélange martien
Débit (en l.min) ⁻¹	0,5
Tension(en kV)	3,5
Intensité(en mA)	500
Puissance (en W)	1750

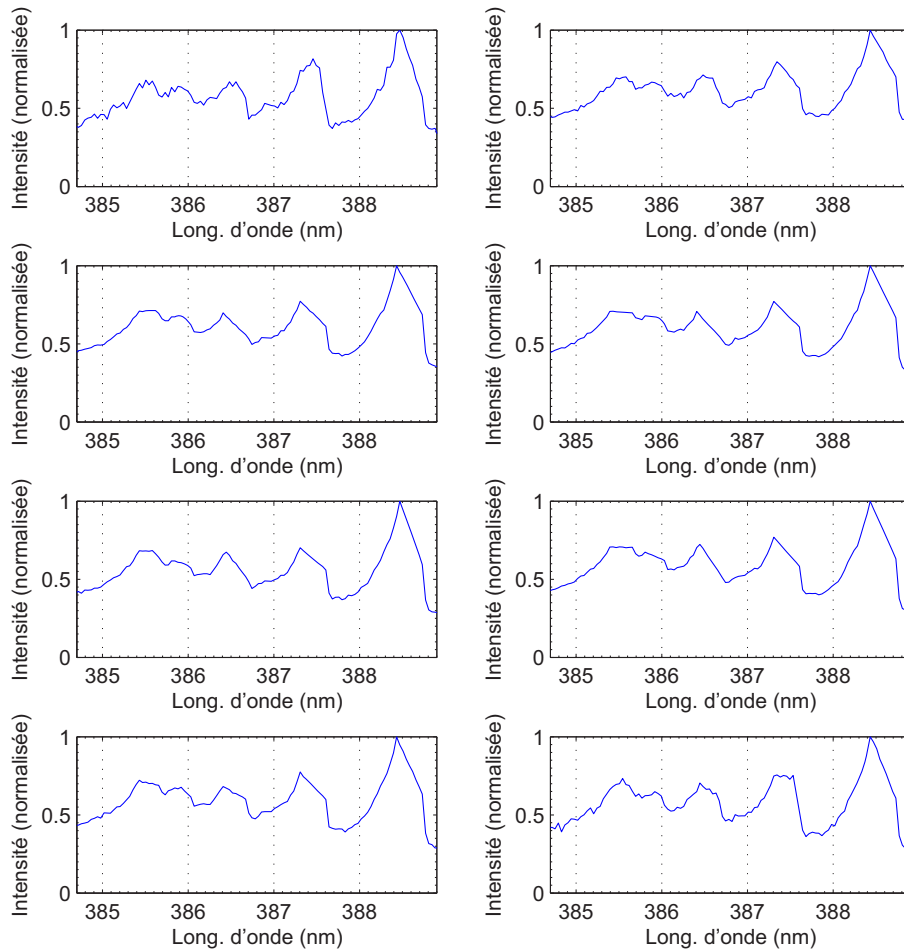


FIGURE 3.23 – Spectres de l'expérience 15 : position de 1 à 8 respectivement de gauche à droite et de haut en bas.

3.3 Études des raies atomiques par la droite de Boltzmann

L'atmosphère de Mars composée de 96 % de CO_2 , 2 % de Ar et de 2 % de N_2 est donc dominée par le CO_2 . La majorité des expériences a été donc été réalisée avec un mélange de ce gaz. Avant d'utiliser un mélange représentant parfaitement l'atmosphère martienne, des mélanges avec de l'argon ou de l'azote ont été testés, notamment dans le but d'allonger le plasma. L'allongement du plasma n'a pas été une réussite mais plusieurs observations spectrométriques ont été réalisées.

Il est naturel de constater que les raies d'oxygènes font partie des raies les plus visibles du spectre. Ce sont majoritairement sur ces raies que l'étude suivante a été réalisée (tableau 3.3). D'autres raies atomiques sont visibles : C dans tous les cas et N et Ar lorsque le gaz correspondant est présent dans le mélange. L'étude de température par la droite de Boltzmann n'est pas possible avec C et Ar car la fourchette de valeurs du haut niveau d'énergie de leur raies n'est pas assez grande pour fournir une précision suffisante : seulement de l'ordre de 1000 cm^{-1} (un ordre de grandeur supplémentaire est nécessaire). Il est possible de trouver les températures avec des raies N I, cependant les intensités des raies spectrales sont relativement faibles, et seulement trois sont utilisables (tableau 3.4).

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques des raies d'oxygène utilisées (données NIST).

λ (nm)	A_{ji} (s^{-1})	E_j (cm^{-1})	g_j
615,6	5,72 E+06	102865	3
615,7	5,08 E+06	102865	7
615,8	7,62 E+06	102865	9
645,4	1,65 E+06	102116	5
645,4	2,75 E+06	102116	5
645,6	3,85 E+06	102116	5
700,2	2,65 E+06	102908	5
700,2	3,53 E+06	102908	7
725,4	2,24 E+06	102411	3
725,4	3,73 E+06	102411	3
725,5	7,54 E+05	102411	3
777,2	3,69 E+07	86631	7
777,4	3,69 E+07	86627	5
777,5	3,69 E+07	86625	3
844,6	3,22 E+06	88631	1
844,6	3,22 E+06	88631	5
844,7	3,22 E+06	88630	3
882,0	2,93 E+07	113294	7
926,1	4,46 E+07	97420	1
926,1	3,34 E+07	97420	3
926,1	1,56 E+07	97420	5

TABLEAU 3.4 – Caractéristiques des raies d’azote utilisées (données NIST).

λ (nm)	A_{ji} (s ⁻¹)	E_j (cm ⁻¹)	g_j
648,1	3,43 E+07	110194	4
648,3	4,90 E+07	110303	10
648,4	3,67 E+07	110212	6
648,5	4,20 E+07	110247	8
742,4	5,64 E+06	96751	4
868,0	2,53 E+07	94881	8
868,3	1,88 E+07	94830	6
868,6	1,15 E+07	94793	4

Les droites de Boltzmann sont présentées dans le cas des raies de l’oxygène, figures 3.24 correspondant aux expériences de 2 et 3. L’étude sur l’oxygène à été faite pour les expériences de 2 à 11, et l’étude sur les raies d’azote sur les expériences 8 à 11. Seules les raies d’oxygène sont étudiées pour ces expériences. Les autres raies ayant une intensité trop faible sont inutilisables avec cette méthode.

Les températures trouvées sont affichées dans le tableau 3.5. L’ordonnée notée Y est définie dans l’équation de la droite de Boltzmann :

$$Y = \ln\left(\frac{\epsilon_{ij}\lambda_{ij}4\pi}{A_{ij}g_ihc}\right) = -\frac{hc}{k_bT}E_i + \ln\left(\frac{N}{Q}\right)$$

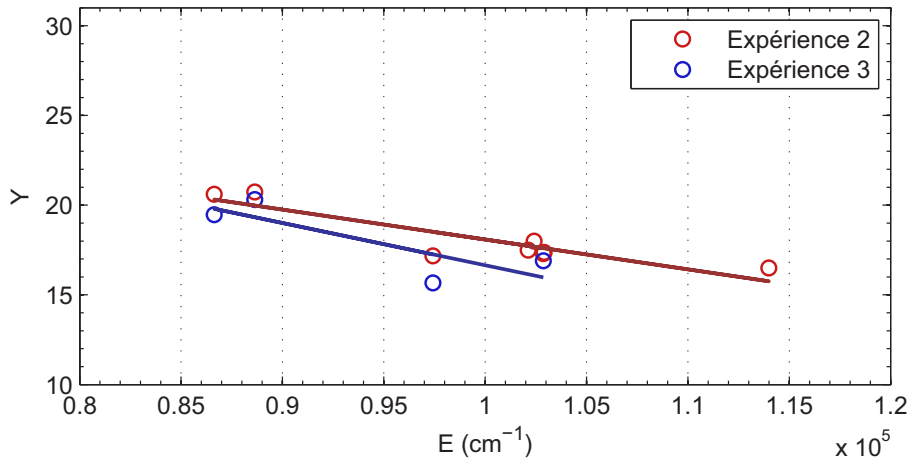


FIGURE 3.24 – Droite de Boltzmann pour les expériences 2 et 3.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

TABLEAU 3.5 – Température d’excitation atomique déterminée par la méthode de la droite de Boltzmann pour les raies d’oxygène et d’azote.

Expérience	Température de O	Température de N	Coefficient de corrélation
2	5000 K	pas de données	0,81
3	3500 K	pas de données	0,70
4	7800 K	pas de données	0,87
5	4100 K	pas de données	0,82
6	5300 K	pas de données	0,73
7	5400 K	pas de données	0,75
8	6000 K	3500 K	0,70 et 0,91
9	6100 K	3700 K	0,70 et 0,82
10	5700 K	4000 K	0,70 et 0,93
11	4600 K	6500 K	0,71 et 0,78

Ces résultats montrent une température d’excitation atomique de l’oxygène variant entre 4000 et 6000 K environ à l’exception de l’expérience 4. Une forte différence de température est notée avec l’azote, ce qui indiquerait un déséquilibre des températures des deux espèces dans les 4 cas où un mélange a été effectué. L’expérience 11, réalisée avec un mélange correspondant au gaz de l’atmosphère martienne, montre une température de l’azote qui serait supérieure à l’oxygène, contrairement aux autres mélanges 8, 9 et 10 où les gazs étaient en proportion plus équivalente. Il convient de rester prudent sur les résultats de l’azote dû au très faible nombre de raies utilisables pour la droite de Boltzmann, cette méthode étant connue pour être très sensible.

3.4 Recherche des températures par comparaison avec le code SPARTAN

3.4.1 Introduction

L'étude seule des raies des éléments monoatomiques ne permet pas de remonter à toutes les informations du plasma. Les spectres présentent aussi de larges structures, provenant du rayonnement créé par l'excitation des niveaux rotationnels et vibrationnels des molécules. Ces températures ne sont pas, a priori, identiques aux températures des éléments légers.

C'est la comparaison avec le code de calcul SPARTAN qui est présentée dans cette section. Ce logiciel simule un spectre pour un triplet de températures, il devient alors possible par comparaison de trouver celle du plasma réellement observée.

3.4.2 Comparaison directe

3.4.2.1 Principe

La comparaison dite directe consiste simplement à projeter le spectre simulé et le spectre expérimental sur le même graphe et de les normaliser en leur maximum respectif. Le spectre simulé correspondant au mieux au spectre réel est utilisé pour la détermination des températures.

3.4.2.2 Plasma de diazote

Les spectres du plasma de diazote présentent les structures du rayonnement diatomique N_2 premier système positif ($B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$) et N_2 second système positif ($C^3\Pi_u - B^3\Sigma_g$), les intensités des raies d'azote sont relativement faibles. Un rayonnement d'ions peut être mis en évidence dans un seul des cas, le premier système négatif de N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$). Les deux structures les plus visibles étant largement séparées, le premier système positif étant entre 600 nm et 900 nm et le second entre 340 nm et 450 nm, il est possible d'étudier, dans un premier temps, les structures de manière indépendante.

Un exemple de spectre est visible figure 3.25. L'étude se concentre sur les expériences 12 et 13, expériences d'azote pur où le plasma a été observé en quatre points différents (pour un total de 8 spectres).

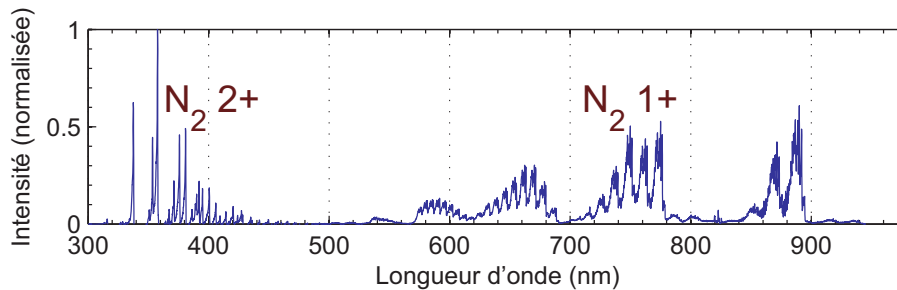


FIGURE 3.25 – Exemple de spectre N_2 correspondant à la première position d'observation de l'expérience 12.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

Structure N₂ Second système positif

Une comparaison directe avec SPARTAN est effectuée. Les raies sont bien séparées et nettes, il est possible d'utiliser efficacement le programme de recherche de raies présenté chapitre 1.

Les deux recherches sont visibles figures 3.26 et 3.27, le programme permettant de trouver un spectre simulé très proche du spectre expérimental.

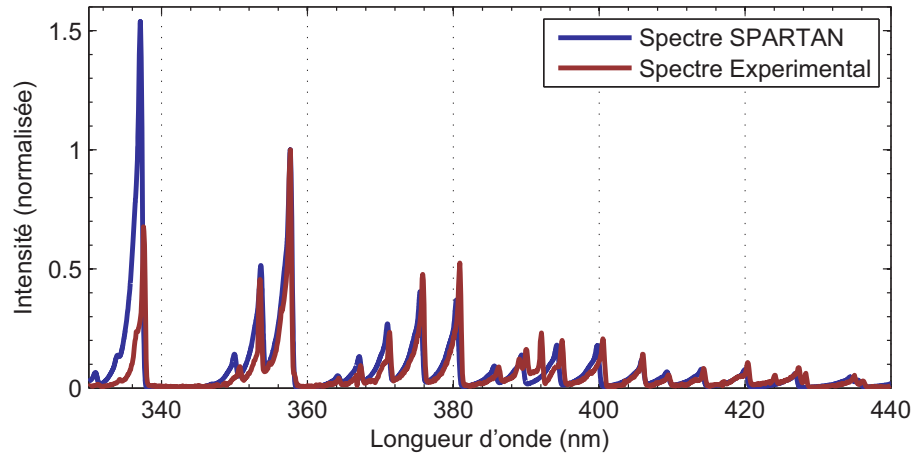


FIGURE 3.26 – Comparaison entre le spectre expérimental de N₂ de l'expérience 12 et une simulation sur SPARTAN du second système positif. Normalisation sur la raie 359 nm. ($T_{rot}=1000$ K , $T_{vib}=10000$ K)

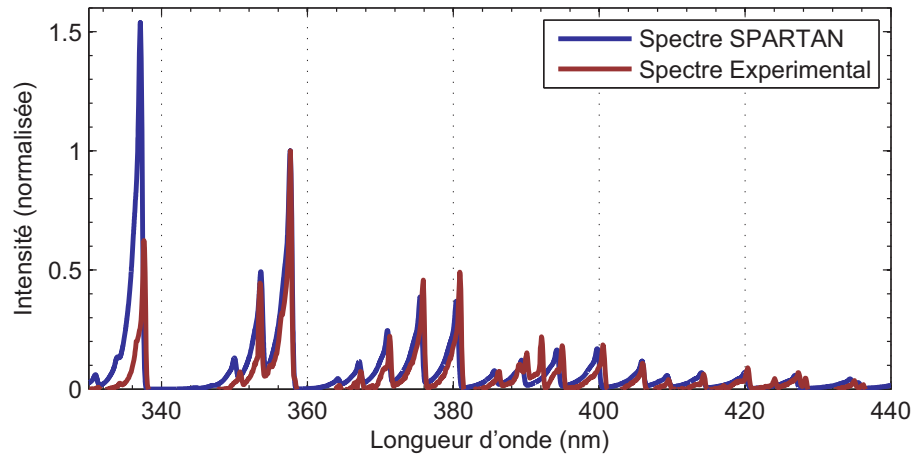


FIGURE 3.27 – Comparaison entre le spectre expérimental de N₂ de l'expérience 13 et une simulation sur SPARTAN du second système positif. Normalisation sur la raie 359 nm. ($T_{rot}=1000$ K , $T_{vib}=9000$ K)

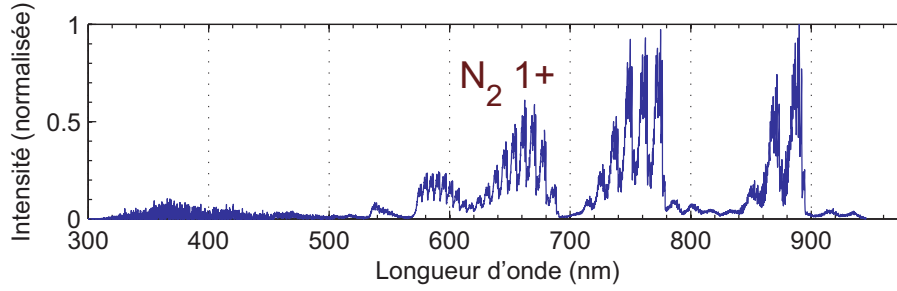


FIGURE 3.28 – Exemple de spectre N_2 correspondant à la troisième position d’observation de l’expérience 12.

Il est ainsi trouvé une température rotationnelle de l’ordre de 1000 K pour les deux spectres et une température vibrationnelle de 10 000 K pour la première expérience et de 9000 K pour la seconde.

L’intensité de la structure N_2 second système positif, devient faible et disparaît très rapidement lorsque l’on s’éloigne de l’inducteur, comme indiqué sur le spectre 3.28. Il faut donc se tourner vers le premier système positif pour effectuer une recherche de température suivant l’axe de la torche.

Il est également remarqué sur le spectre expérimental trois raies spectrales n’ayant aucune correspondance avec les spectres simulés : les raies 392, 424 et 428 nm correspondent aux raies d’ions N_2^+ .

Structure N_2 Premier système positif

Les structures entre 600 nm et 690 nm sont beaucoup moins nettes et claires que les raies étudiées précédemment. Dans ces conditions, une comparaison directe est délicate pour plusieurs raisons. Le programme de recherche de raies ne donne qu’une partie de l’information : il ne compare que l’intensité maximum de chaque raie. Or, la largeur et la forme des structures sont nécessaires pour la recherche des températures rotationnelles et vibrationnelles. De plus, il peut être délicat de choisir quel spectre simulé est le meilleur, comme on le voit en figure 3.29, où deux températures très différentes peuvent donner des résultats relativement proches. Trancher entre les deux solutions n’est pas possible sans une analyse plus approfondie. Les variations de températures et de choix du point de normalisation provoquent parfois l’impression que plusieurs spectres sont possibles pour coller au mieux à l’expérience. D’autres techniques seront donc présentées dans la suite pour réussir à comparer les spectres et estimer les différentes températures.

Températures électroniques

La variation du rapport des intensités entre les deux systèmes de raies est liée à la température électronique, on peut voir cet effet sur les trois figures 3.30, 3.31 et 3.32. Le spectre simulé présenté est calculé pour les températures électroniques respectives de 7000, 7250 et 7500 K. T_{rot} et T_{vib} sont aux températures trouvées avec les bandes vibrationnelles de $N_2 2+$.

Il est possible d’effectuer la même procédure sur la deuxième position d’observation. Les deux dernières positions cependant n’affichent aucune présence du

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

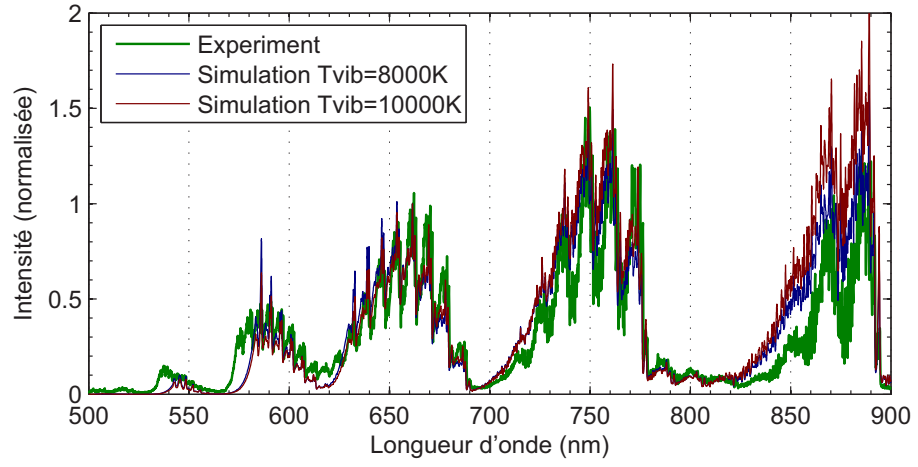


FIGURE 3.29 – Deux exemples de simulations SPARTAN comparées avec un spectre expérimental de N_2 . Normalisation sur la raie 661 nm. (T_{rot} fixé à 1000 K)

second système positif, par conséquent, il n'est possible que de donner un maximum théorique de la température électronique. Les températures électroniques sont affichées dans le tableau 3.6 pour les deux expériences.

TABEAU 3.6 – Température électronique des plasmas de N_2 pur en fonction de la position d'observation.

Expérience	Position (mm)	Température électronique (K)
12	0	7250
12	74	5250
12	200 et 320	<4000
13	0	7000
13	74	5600
13	200 et 320	<4000

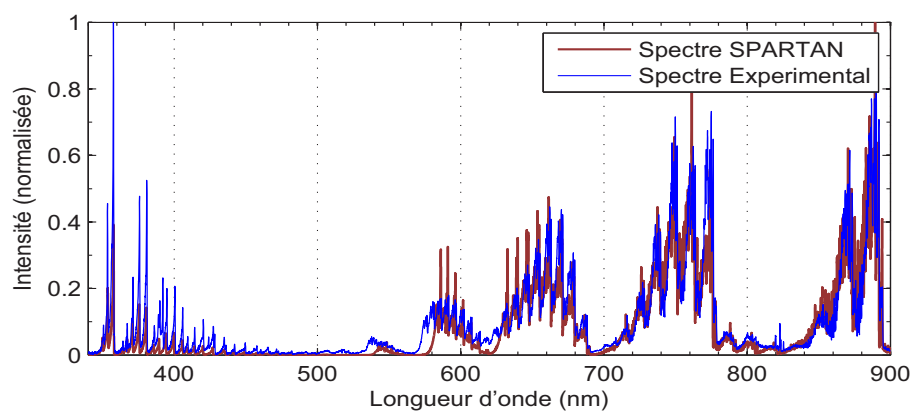


FIGURE 3.30 – Température électronique fixée à 7000 K.

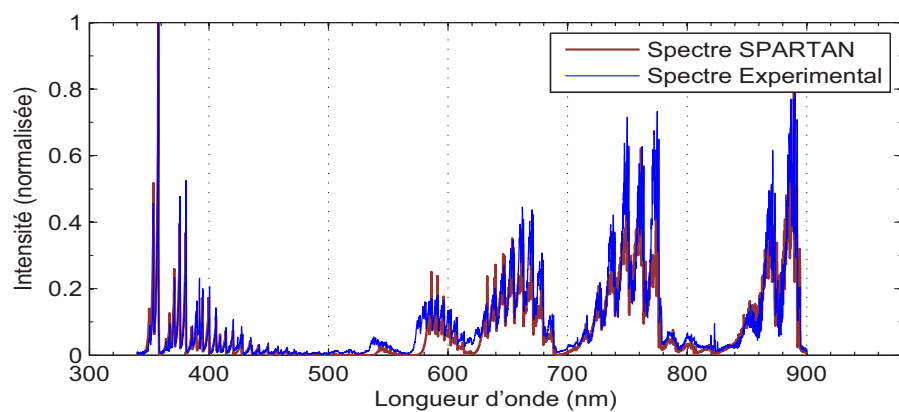


FIGURE 3.31 – Température électronique fixée à 7250 K.

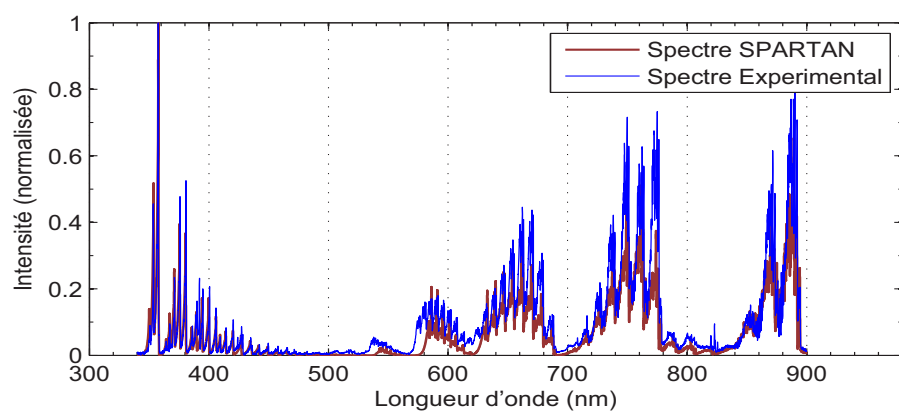


FIGURE 3.32 – Température électronique fixée à 7500 K.

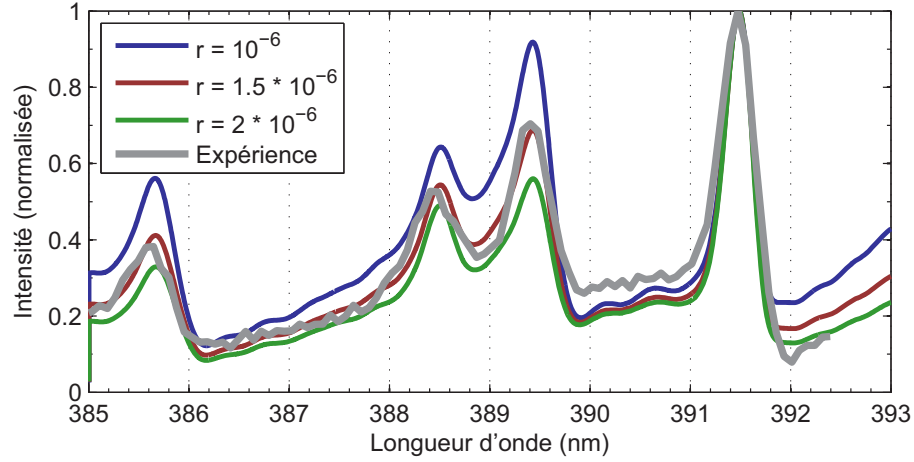


FIGURE 3.33 – Trois spectres simulés pour trois rapports de densité différents comparés au spectre expérimental au voisinage de 390 nm

Structure N_2^+ Premier système négatif

Ces raies à l'intensité faible ne sont visibles que dans le spectre observé dans l'inducteur. De plus, leur position au milieu des raies de N_2 rend délicat une étude de température vibrationnelle ou rotationnelle car l'intensité et la pente des bandes vont être la somme du rayonnement de deux espèces. Cependant, leur intensité relative par rapport aux raies de N_2 est liée à deux critères : la densité de N_2^+ et la température électronique.

La température électronique étant trouvée précédemment, il est donc possible d'obtenir le rapport de concentration d'ions positifs sur la concentration de molécules dans le plasma. Pour cela, il est intéressant de se concentrer sur les trois raies visibles aux positions : 392 nm, 424 nm et 428 nm

Soit le rapport $r = \frac{d_{N_2^+}}{d_{N_2}}$, On fait varier dans SPARTAN r pour obtenir les courbes les plus proches. Sur les figures 3.33 et 3.34 sont présentés les trois spectres simulés pour différentes valeurs de densités et respectivement pour les raies autour de 390 nm et 424 nm.

Les résultats sont identiques pour les deux fourchettes de longueur d'onde, le rapport de densité est donc voisin de $r = 1,5 \cdot 10^{-6}$.

Le calcul de composition à l'équilibre décrit dans la partie 3.1.2.3 donne un rapport de densité $r = 6 \cdot 10^{-3}$ pour une température de 7200 K. Un résultat 3 ordres de grandeurs supérieurs, ce qui démontre le déséquilibre chimique présent dans le plasma.

3.4.2.3 Plasma d'atmosphère martienne

Le plasma de l'atmosphère de Mars est visible figure 3.35. Le spectre d'émission est largement dominé par deux raies de l'oxygène, mais de nombreuses autres raies sont visibles à différentes positions : les bandes vibrationnelles CN violets, les raies de C I, de Ar I et quelques structures de C_2 .

Une comparaison avec SPARTAN est effectuée pour trouver les températures du CN, et de vérifier l'ordre de grandeur des températures d'excitation

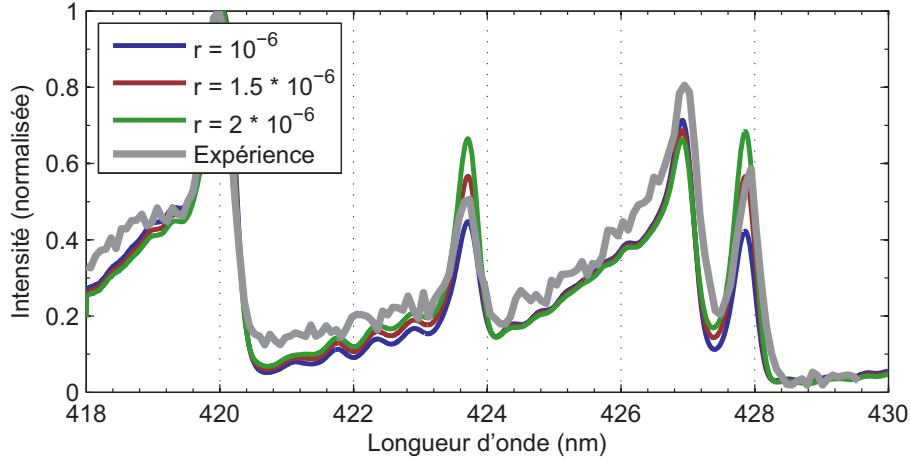


FIGURE 3.34 – Trois spectres simulés pour trois rapports de densité différents comparés au spectre expérimental au voisinage de 424 nm

atomiques déjà obtenues précédemment pour l'expérience 11.

Structure CN

La molécule CN fait apparaître trois bandes vibrationnelles particulières entre 350 nm et 430 nm appelé le système CN violet. Une comparaison sur cette structure en particulier donne les valeurs suivantes de températures (figure 3.36) : températures rotationnelle autour de 5000 K et vibrationnelle autour de 8000 K.

Raies C et O

Les raies bien visibles de C et de O situées vers 900 nm et provenant de la dissociation du CO₂ permettent de calculer la température d'excitation atomique. Ici on suppose une température d'excitation atomique identique à la température électronique.

En figure 3.37, est affichée la bonne corrélation pour une température entre 3700 K et 3800 K.

3.4.3 Méthode de soustraction

3.4.3.1 Principe

Comme il a été vu précédemment, une comparaison directe est parfois délicate à mettre en place. Afin d'améliorer la procédure de comparaison, une solution est de minimiser l'aire de la courbe correspondant à la soustraction des deux spectres. Cette méthode, contrairement à la précédente, prend en compte l'ensemble de l'information du spectre, pas seulement les maxima locaux.

$$C(\lambda_0) = |S_{sim}(\lambda_0) - S_{exp}(\lambda_0)|$$

La courbe correspondant à la soustraction $C(\lambda)$ est la norme de la soustraction pour éviter une compensation des erreurs négatives et positives.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

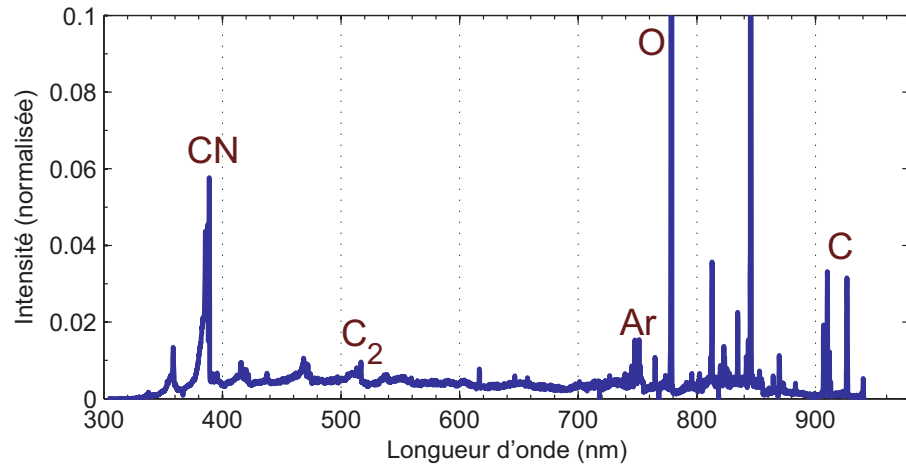


FIGURE 3.35 – Spectre du plasma martien. La normalisation est effectuée en divisant par l'intensité de la raie spectrale d'oxygène la plus grande.

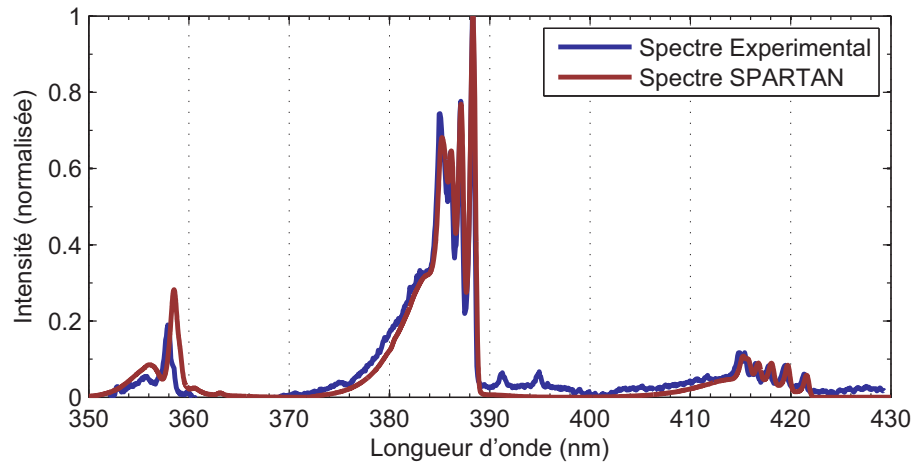


FIGURE 3.36 – Comparaison sur le spectre de CN.

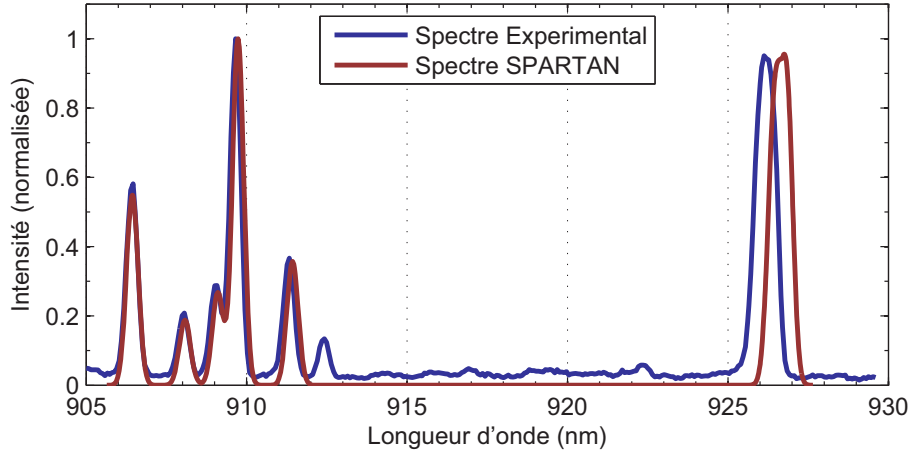


FIGURE 3.37 – Raies spectrales de C et O (la raie à 926 nm est celle d’oxygène).

Les spectres simulés et les spectres expérimentaux n’ont pas le même nombre de points et il est donc nécessaire de calculer les valeurs intermédiaires. Le calcul est effectué par interpolation linéaire sur les courbes expérimentales :

$$S_{exp}(\lambda_0) = \frac{S_{exp}(\lambda_{-1}) - S_{exp}(\lambda_1)}{\lambda_{-1} - \lambda_1} \lambda_0 + \frac{S_{exp}(\lambda_1) \lambda_{-1} - S_{exp}(\lambda_{-1}) \lambda_1}{\lambda_{-1} - \lambda_1}$$

avec λ_{-1} et λ_1 les valeurs directement inférieure et supérieure à λ_0 où $S_{exp}(\lambda)$ est défini.

Le coefficient de corrélation C_c utilisé par la suite est simplement l’intégrale de $C(\lambda)$ sur le domaine étudié.

3.4.3.2 Plasma d’azote

Afin de faciliter les calculs, l’étude est effectuée sur les quatre bandes vibrationnelles visibles du premier système positif de N_2 de manière indépendante. Entre 575 et 620 nm, entre 620 et 690 nm, entre 690 et 780 nm et enfin entre 820 et 900 nm.

Structure 575 nm-620 nm

Pour présenter le principe, sont affichés ici les résultats pour les 4 positions d’observation de l’expérience 12.

Les résultats de l’algorithme de recherche sont affichés respectivement pour chaque position d’observation sur les figures 3.38, 3.39, 3.40 et 3.41.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

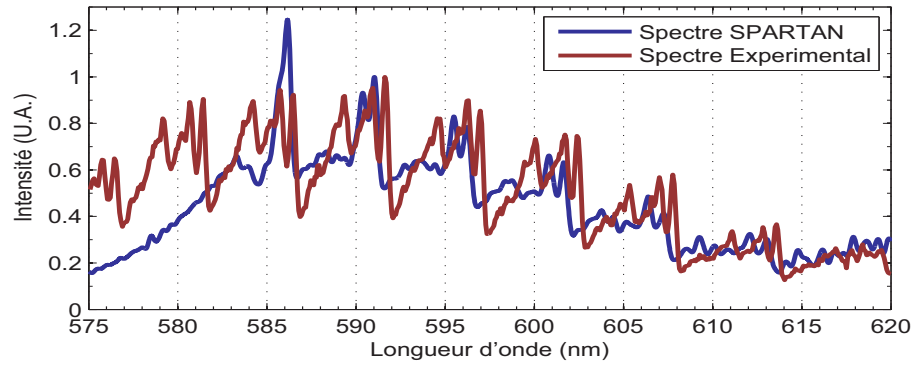


FIGURE 3.38 – Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

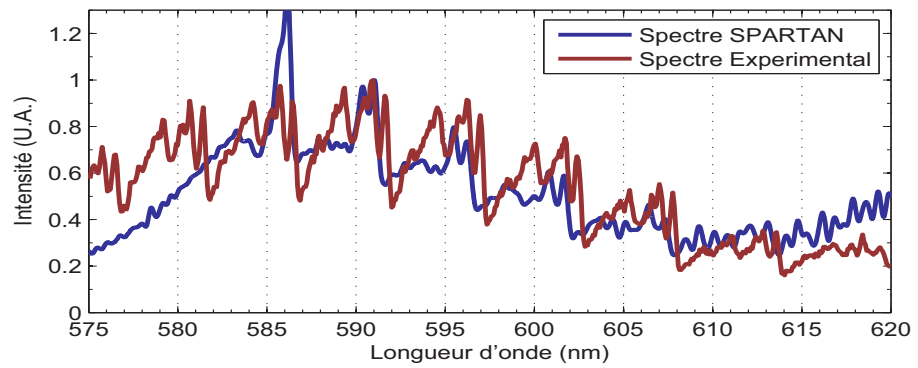


FIGURE 3.39 – Extrait du spectre de la position 2 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

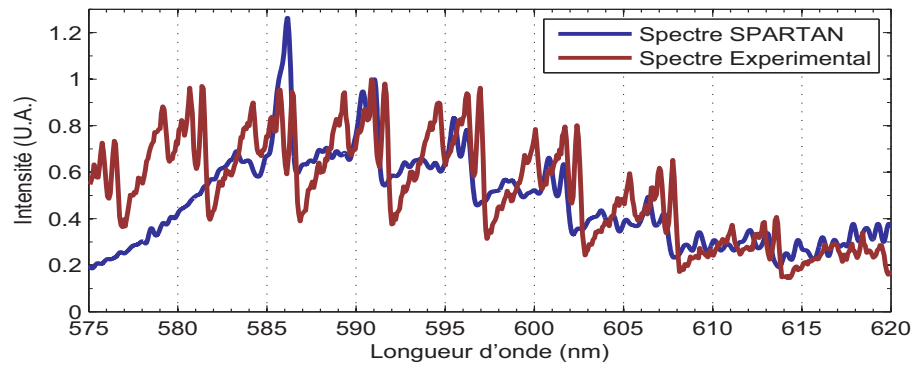


FIGURE 3.40 – Extrait du spectre de la position 3 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

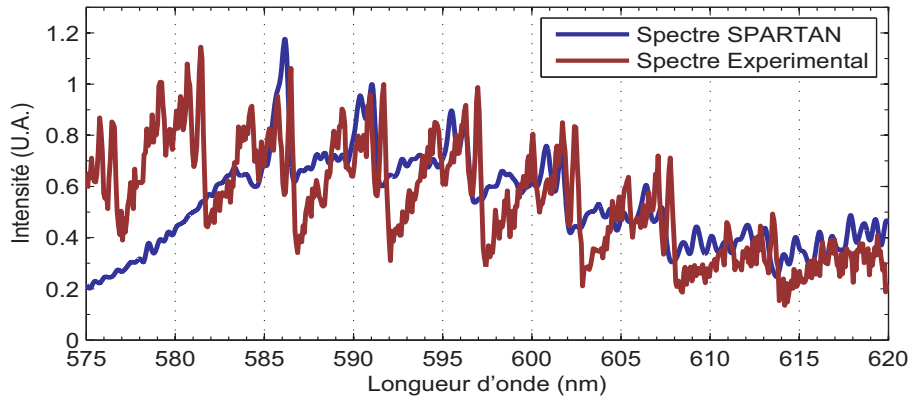


FIGURE 3.41 – Extrait du spectre de la position 4 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

On note ici que la simulation du code SPARTAN échoue à tracer les deux premières sous-structures du spectre entre 570 nm et 580 nm. Cependant, le reste du spectre est suffisant pour avoir une approche de la température et les courbes trouvées par l'algorithme correspondent relativement bien aux courbes expérimentales.

Structure 620 nm-690 nm

Un seul exemple est montré sur la figure 3.42.

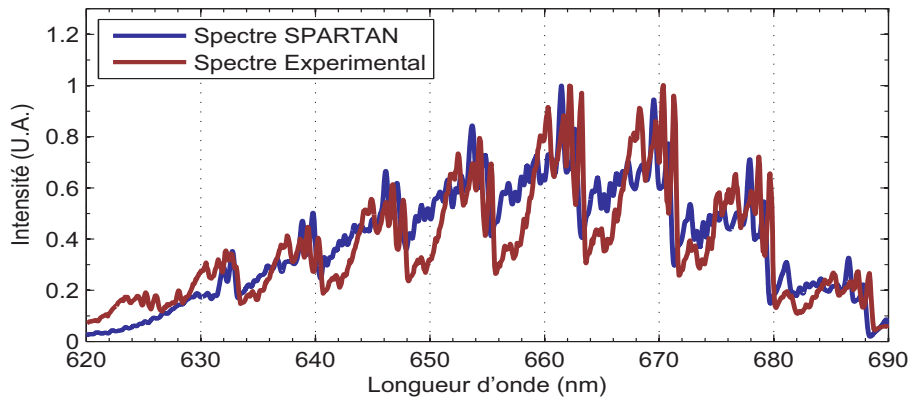


FIGURE 3.42 – Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

Structure 690 - 780 nm

Cette structure est généralement la plus délicate à traiter par l'algorithme : le spectre expérimental montre une bande rotationnelle autour de 760 nm plus faible que les bandes 745 et 775 nm. Un effet délicat à obtenir avec SPARTAN seul. Cependant, la corrélation entre 710 nm et 740 nm paraît correcte.

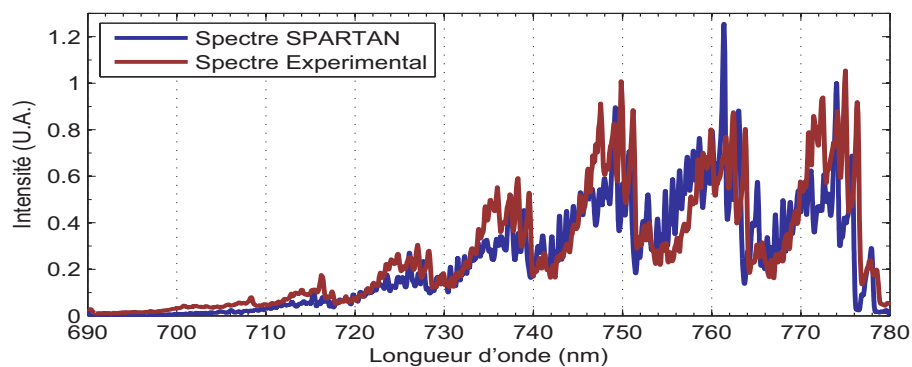


FIGURE 3.43 – Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

Structure 820 - 900 nm

Dernière bande vibrationnelle du spectre, on voit figure 3.44 une petite sous estimation du calcul SPARTAN pour l'une des bandes rotationnelles (entre 860 et 870 nm) et ceci pour toutes les températures.

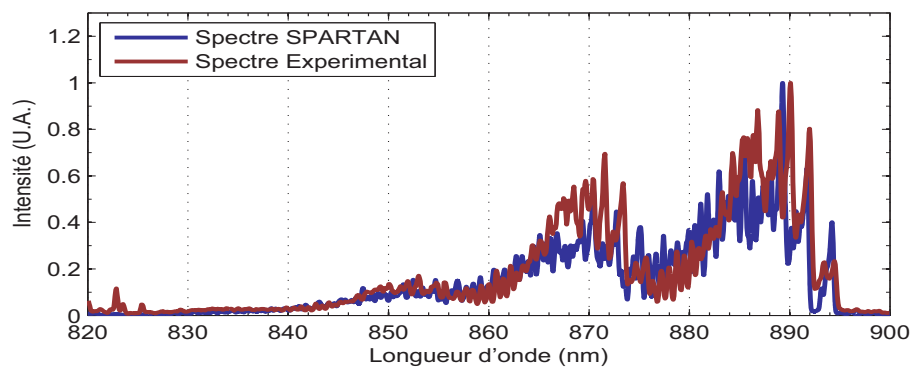


FIGURE 3.44 – Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.

Résultats de température

Les températures obtenues sont reportées sur la figure 3.45 pour les températures vibrationnelles et la figure 3.46 pour les températures rotationnelles.

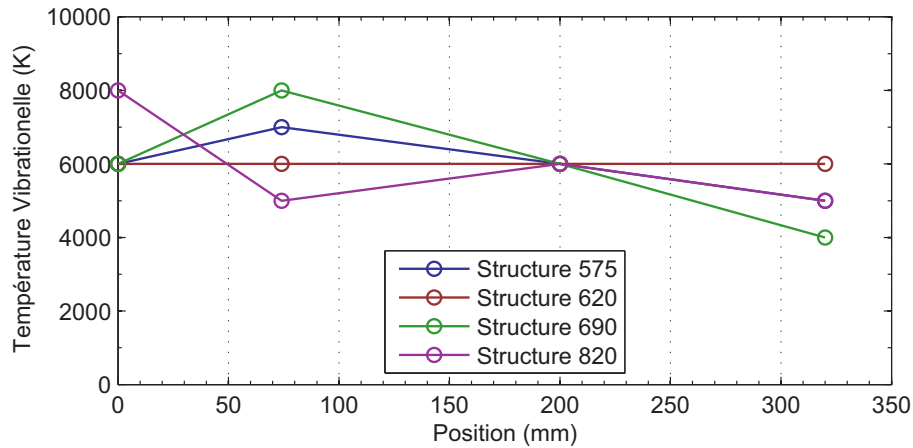


FIGURE 3.45 – Évolution de la température vibrationnelle en fonction de la position d'observation.

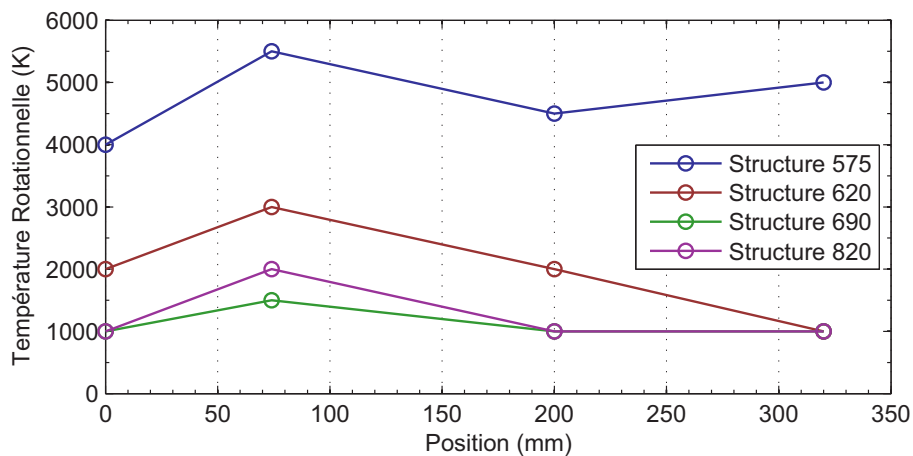


FIGURE 3.46 – Évolution de la température rotationnelle en fonction de la position d'observation.

Plusieurs observations en découlent :

La première observation serait une température plus élevée en sortie d'inducteur que dans l'inducteur en lui-même. Les trois derniers points tendent à montrer une décroissance dans la majorité des cas. La quasi-totalité des courbes montrent ces deux tendances, ce qui contredit néanmoins l'observation de la diminution de la température électronique trouvée précédemment. Des mesures à l'intérieur de l'inducteur permettront d'en savoir plus.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

TABLEAU 3.7 – Températures estimées des expériences 12 et 13.

		Experience 12				Experience 13			
position		0 mm	74 mm	200 mm	320 mm	0 mm	74 mm	200 mm	320 mm
N ₂ 2+	T _{rot}	1000 K				1000 K			
	T _{vib}	10000 K				9000 K			
T _{elec}		7250 K	5250 K	< 4000 K	< 4000 K	7000 K	5500 K	< 4000 K	< 4000 K
N ₂ 1+ 575nm	T _{rot}	4000 K	5500 K	4500 K	5000 K	4000 K	5000 K	4500 K	4500 K
	T _{vib}	6000 K	7000 K	6000 K	5000 K	6000 K	7000 K	6000 K	5000 K
N ₂ 1+ 620nm	T _{rot}	2000 K	3000 K	2000 K	1000 K	2500 K	3000 K	1500 K	1500 K
	T _{vib}	6000 K	6000 K	6000 K	6000 K	6000 K	6000 K	6000 K	5000 K
N ₂ 1+ 690nm	T _{rot}	1000 K	1500 K	1000 K	1000 K	1000 K	2000 K	1500 K	1000 K
	T _{vib}	6000 K	8000 K	6000 K	4000 K	6000 K	8000 K	7000 K	5000 K
N ₂ 1+ 820nm	T _{rot}	1000 K	2000 K	1000 K	1000 K	1000 K	2000 K	1500 K	1000 K
	T _{vib}	8000 K	5000 K	6000 K	5000 K	7000 K	6000 K	6000 K	5000 K

La température vibrationnelle reste voisine de 6000 K pour presque toutes les positions et structures de spectres. La décroissance est faible et lente.

La température rotationnelle varie beaucoup plus et est beaucoup plus faible que la température vibrationnelle (3 à 4 fois plus faible).

Le déséquilibre de température paraît donc très important, et ceci dans l'ensemble de l'axe du plasma.

Cependant, la précision des mesures est assez faible, et la dispersion des résultats assez importante. Les valeurs absolues des températures ont donc un sens assez limité au-delà du déséquilibre et des variations majeures. La méthode présente certains problèmes qui empêchent une meilleure précision pour les mesures. (voir paragraphe 3.4.3.4)

3.4.3.3 Plasma d'atmosphère martienne : Structure CN

La même méthode est appliquée sur la structure CN du spectre de mélange martien de l'expérience 15. Les 13 points d'observations correspondent aux espacements entre chaque spire puis à 6 points en dehors de l'inducteur. Il est à noter que les positions 11, 12 et 13 ne permettent aucune analyse en raison d'un rayonnement trop faible du plasma.

Un exemple est présenté figure 3.47. Le coefficient de corrélation est affiché pour chaque couple de températures entre 2000 K et 10000 K pour la température vibrationnelle et entre 1000 K et 15000 K pour la température rotationnelle. On observe une sorte de "vallée" de valeurs très faible. Les variations en suivant l'axe de la vallée (en bleu) sont très faibles mais le minimum semble se trouver au delà des valeurs de températures rotationnelles de 15000 K.

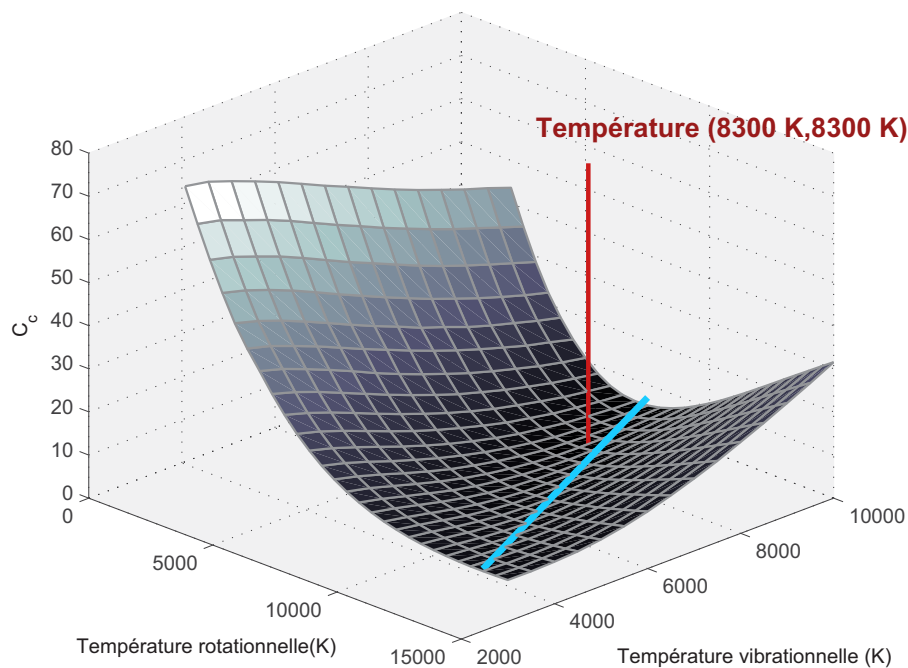


FIGURE 3.47 – Coefficient de Corrélation entre les simulations SPARTAN pour chaque couple de température et l'un des spectres (position 3) de l'expérience 15.

La figure 3.48, présente trois couples de températures présents dans cette vallée. On note que les différences sont minimales malgré la forte différence des températures. Un choix de températures identiques de 8100 K nous place dans une position acceptable pour la comparaison.

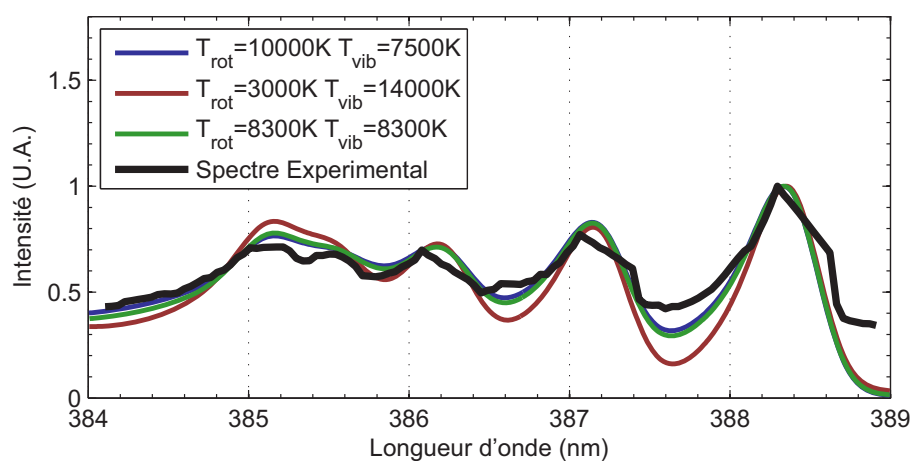


FIGURE 3.48 – Trois simulations SPARTAN correspondant à trois couples de températures et le spectre expérimental pour comparaison.

CHAPITRE 3. RÉSULTATS DE SPECTROMÉTRIE

Il a donc été choisi pour l'étude de la structure CN de supposer une température vibrationnelle et rotationnelle identique. Les valeurs semblent raisonnables et le point d'équilibre se situe dans tous les cas proche de la vallée trouvée figure 3.47.

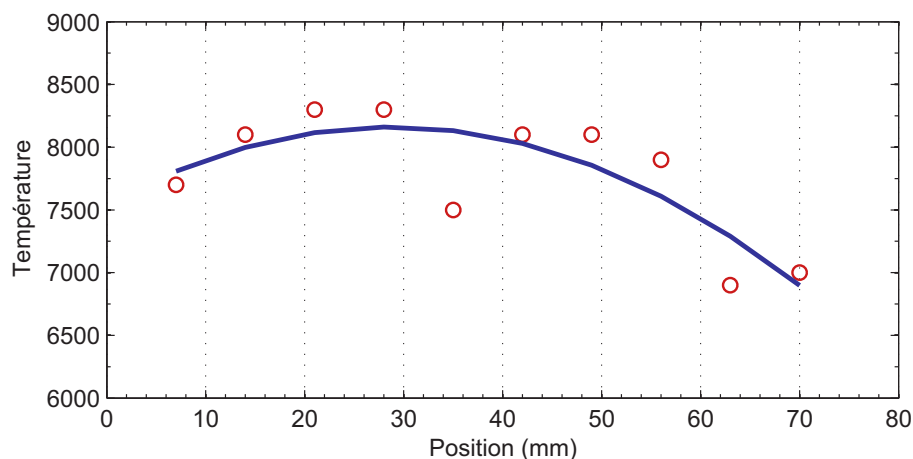


FIGURE 3.49 – Température de la molécule CN en fonction de la position d'observation d'après la méthode de soustraction.

Les résultats sont présentés figure 3.49. La température est affichée en fonction de la position d'observation en mm. On observe clairement une augmentation de température puis une décroissance. La décroissance s'amorce à partir de 30 mm, soit après la moitié de l'inducteur (qui s'étend de 0 à 45 mm).

On note une décroissance très rapide dès la sortie de l'inducteur ce qui semble confirmer un plasma de courte taille refroidissant très vite.

3.4.3.4 Problèmes de la méthode

Cette méthode a plusieurs problèmes intrinsèques.

Le premier est la grande sensibilité à une éventuelle distorsion du spectre sur l'axe des longueurs d'ondes. En effet, les raies, même dans le cas des structures di-atomiques, étant fines, une petite distorsion peut décaler suffisamment les raies pour que, malgré une hauteur équivalente, la soustraction effectuée par l'algorithme donne une valeur importante d'erreur.

Le deuxième problème est la faible sensibilité de la méthode pour de grandes plages de température. Sur la figure 3.50, le coefficient de correction dans le cas de l'azote est présenté pour l'un des cas d'études et pour différentes températures vibrationnelles et rotationnelles. On observe clairement un plateau inférieur s'étendant sur plusieurs milliers de Kelvins, notamment dans la direction vibrationnelle. Il est donc délicat de justifier le choix du point minimum lorsque les variations dans le plateau sont de l'ordre du pourcent pour 1000 K. Dans ce cas, le point minimum est néanmoins dans une zone acceptable ainsi que l'ont indiqué les résultats du plasma de N_2 . Dans le cas du CN, il est nécessaire de faire l'hypothèse de l'équilibre des températures pour supprimer les cas où la température rotationnelle atteindrait plus de 20000 K.

3.4.3.5 Conclusion

Cette méthode permet de trouver une approche des températures avec une précision parfois variable mais suffisante pour détecter les variations de température au sein de l'inducteur ou dans l'expansion de la plume de plasma et ceci même pour des spectres complexes avec des systèmes de raies s'étendant sur de larges zones.

Une autre méthode complémentaire de recherche de températures rotationnelle et vibrationnelle utilisant la transformée de Fourier du spectre est présentée dans le chapitre suivant.

Les températures trouvées amènent à conclure à un fort déséquilibre dans les plasmas de N_2 étudiés. Dans le cas de l'étude du CN, il n'est pas possible de conclure sur le déséquilibre, des températures à l'équilibre ou non, peuvent expliquer la forme de la structure vibrationnelle du CN. L'étude précédente sur le spectre complet du plasma martien tend à montrer un déséquilibre entre les températures d'excitations atomiques.

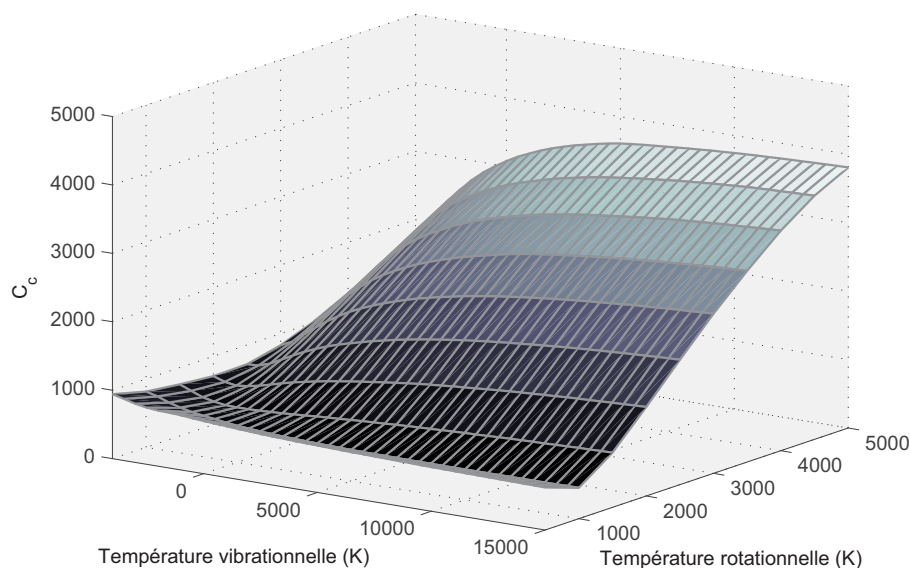


FIGURE 3.50 – Coefficient de Corrélation entre les simulations SPARTAN pour chaque couple de températures et l'un des spectres (position 1) de l'expérience [12](#) pour l'une des sous-structures du premier système positif de N_2 .

3.5 Application à une expérience extérieure

Une collaboration avec A.Kaminska, Institute of Electric Power Engineering, (université de technologie de Poznan) a permis d'effectuer une recherche de températures sur un spectre provenant d'un plasma de N_2 / air (95%/5%) créé par plasmatron. De notre côté, l'étude s'est concentrée en la détermination de la température vibrationnelle et rotationnelle du N_2 en utilisant la méthode de comparaison directe présentée précédemment sur les structures de N_2 , second système positif [3].

Bibliographie

- [1] Pascal André. Partition functions and concentrations in plasmas out of thermal equilibrium. IEEE transactions on plasma science, 23(3) :453–458, 1995.
- [2] Pascal André. Etude de la composition et des propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique. PhD thesis, Université Blaise Pascal N.O. 771, 1995.
- [3] Aniela Kaminska, Michel Dudeck, Jacek Hoffman, Zygmunt Szymanski, Pierre-Alban Gouy, and Damien Vacher. A plasma jet produced in a segmented plasmatron : modelling and experiment. Physica Scripta, 2014(T161) :014072, 2014.

Chapitre 4

Méthode utilisant la transformée de Fourier de spectre pour la recherche de température

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, des techniques de recherche de températures par spectrométrie ont pu être vues mais ne fonctionnant que lorsque l'on dispose d'éléments mono-atomiques excités en concentration suffisante.

En outre, dans de nombreux plasmas thermiques ayant des températures entre 1000 K et 10000 K, les molécules sont généralement prépondérantes devant les espèces mono-atomiques. L'observation de raies bien définies peut alors être délicate et les comparaisons avec des simulations deviennent complexes et peu précises.

Dans ce chapitre est présentée une méthode basée sur l'utilisation de la transformée de Fourier sur un spectre moléculaire pour en déduire un couple de températures rotationnelles et vibrationnelles. De la même façon que précédemment, la méthode repose sur une comparaison avec les spectres calculés par simulation sur le logiciel SPARTAN. Cependant, la valeur qui servira de coefficient de corrélation sera obtenue après avoir analysé la transformée de Fourier d'un extrait de spectre.

4.2 Principe et application sur un plasma de N₂

4.2.1 Principe théorique

L'idée est d'utiliser une transformée de Fourier sur certains extraits de spectre afin de quantifier précisément une caractéristique bien visible à l'oeil nu : l'apparition en fonction de la température de bandes vibrationnelles dans le spectre.

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

Cet accroissement du nombre de sous-structures peut-être vu dans les figures 4.1 et 4.2 qui présentent la séquence de bandes vibrationnelles 700-780 nm du spectre de N_2 simulé par SPARTAN pour huit différentes températures (respectivement quatre températures rotationnelles et quatre températures vibrationnelles). Le nombre de bandes vibrationnelles augmente avec la température, ainsi que leur intensité relative. La température vibrationnelle fait changer le nombre de structures de deux à 2000 K à six à 10000 K tandis que la température rotationnelle les rend plus visibles et plus prononcées.

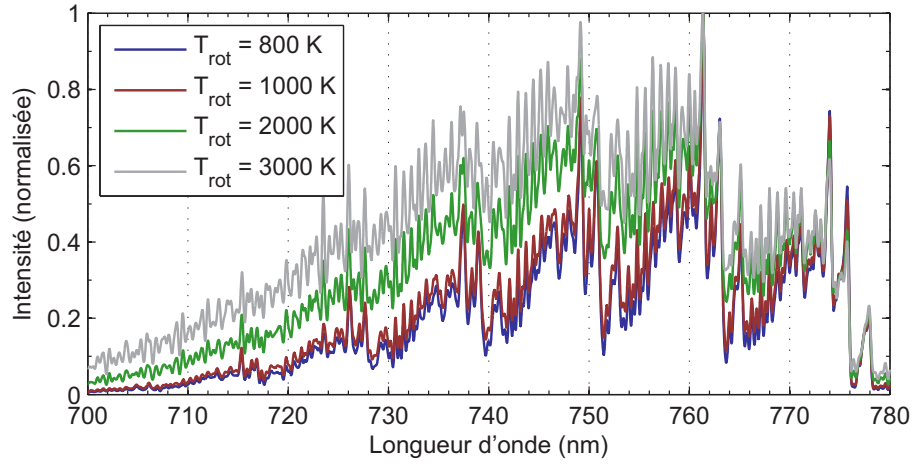


FIGURE 4.1 – Structures du spectre entre 700 et 780 nm d'un plasma de N_2 pour quatre températures rotationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température vibrationnelle fixée à 8000 K).

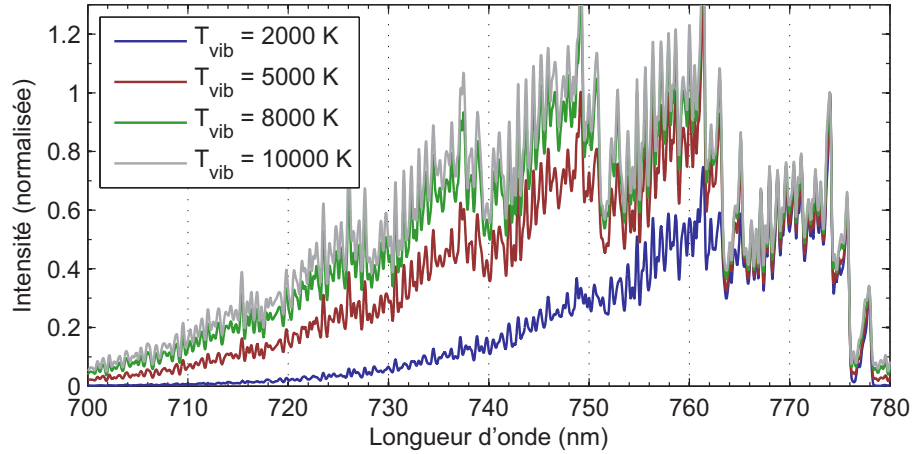


FIGURE 4.2 – Structures du spectre entre 700 et 780 nm d'un plasma de N_2 pour quatre températures vibrationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température rotationnelle fixée de 2000 K).

L'outil mathématique de la transformée de Fourier doit permettre de quantifier ces variations afin de les comparer avec l'expérience. L'objectif est d'obtenir un nombre, ou un vecteur, unique qui caractérise un plasma donné pour un couple de températures et ceci indépendamment de la puissance du rayonnement afin de pouvoir normaliser les spectres.

Les spectres, qu'ils soient simulés ou expérimentaux, ne sont pas continus. Leur résolution est généralement de l'ordre de 0,1 nm ce qui correspond à une fréquence d'échantillonnage de 10 nm^{-1} . Ainsi, pour respecter le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon, seules les fréquences inférieures à 5 nm^{-1} sont utilisables. En effet, le théorème énonce que la représentation discrète d'un signal par des échantillons régulièrement espacés exige une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal. Cette valeur de 5 nm^{-1} est largement suffisante dans notre cas, en effet, les deux fréquences les plus intéressantes sont généralement situées en dessous des $0,1 \text{ nm}^{-1}$ comme les figures 4.3, 4.4 et 4.5 le montrent.

La transformée de Fourier discrète du spectre $f(n)$ échantillonné en N points est

$$F(k) = \sum_0^{N-1} (f(n) \exp^{-2i\pi k \frac{n}{N}})$$

Ici, le calcul est effectué par l'algorithme de la transformée de Fourier rapide de Matlab.

4.2.2 Observation à petite échelle

L'application de la transformée de Fourier sur le spectre est effectuée en plusieurs temps : Une partie du spectre traité est d'abord extraite. La méthode n'est utilisée que dans des zones réduites en longueur d'onde pour n'afficher qu'une unique séquence de bandes vibrationnelles. Les trois zones utilisées dans le cas avec N_2 sont : 570-620 nm, 620-700 nm et enfin 700-780 nm.

Le spectre est normalisé sur l'un des pics, le choix n'est pas trivial ; il est explicité dans le paragraphe suivant.

La moyenne du spectre est soustraite, ceci pour supprimer la première harmonique du spectre de Fourier.

L'abscisse du spectre est placée sur 0.

Les courbes 4.3 et 4.4 représentent l'application de la transformée de Fourier pour quatre températures rotationnelles (respectivement quatre températures vibrationnelles) différentes sur la structure 700-780 nm. On observe clairement un premier pic très marqué à l'harmonique $0,01 \text{ nm}^{-1}$. Cette harmonique représente bien sûr, la structure principale "en cloche" du spectre qui est la forme de la séquence.

Le deuxième pic est situé sur l'harmonique $0,08 \text{ nm}^{-1}$ ce qui correspond à une structure répétitive de largeur 12 nm, qui est la taille des bandes vibrationnelles que nous voulons quantifier.

Sur l'exemple présenté, la hauteur de ce pic varie en fonction des deux températures. Il reste donc à vérifier que la hauteur de ce pic peut être corrélée aux températures vibrationnelles ou rotationnelles.

On peut voir sur la figure 4.5 l'application sur l'expérience 12 de la transformée de Fourier pour les quatre points d'observations du plasma. On observe ici

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

aussi les deux harmoniques principales. La première (à $0,01 \text{ nm}^{-1}$) a une amplitude deux fois moins haute que l'harmonique simulée précédemment. Mais la deuxième harmonique (à $0,08 \text{ nm}^{-1}$) a une amplitude du même ordre de grandeur que les précédentes. Il est donc possible de comparer les spectres en fonction de la hauteur de leur deuxième harmonique.

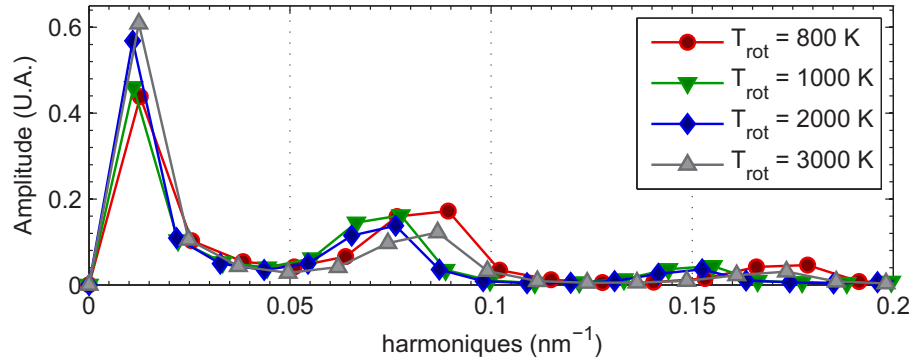


FIGURE 4.3 – Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre températures rotationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température vibrationnelle fixée à 8000 K).

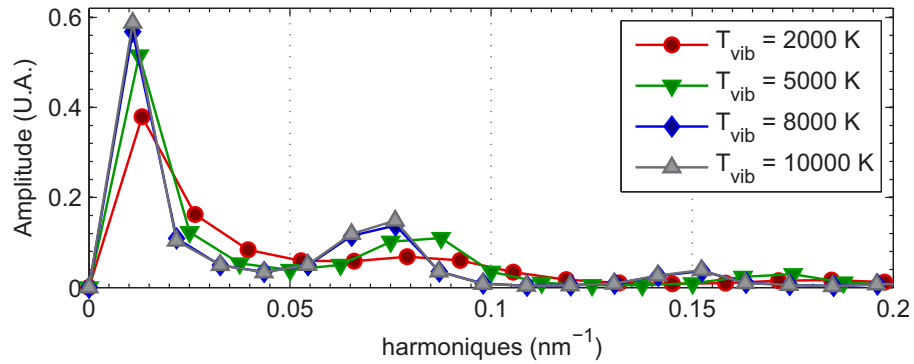


FIGURE 4.4 – Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre températures vibrationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température rotationnelle fixée à 2000 K).

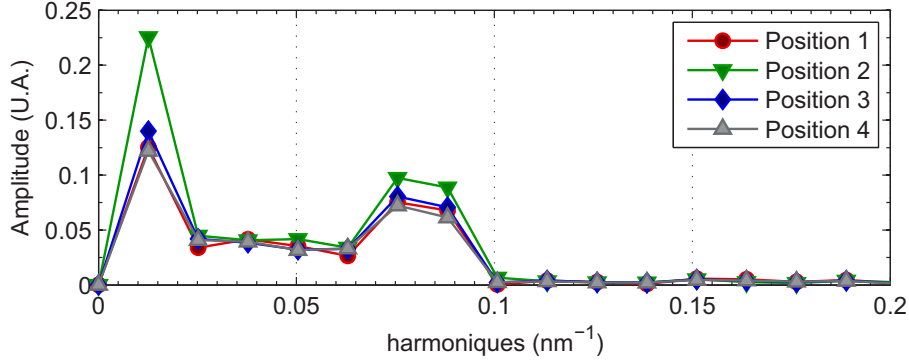


FIGURE 4.5 – Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre positions d'observations. (Experience 12).

4.2.3 Choix du point de normalisation

Il est nécessaire d'effectuer une normalisation dans l'opération pour pouvoir comparer les spectres sans prendre en compte la vraie puissance émise. Les deux choix possibles sont :

- normaliser les spectres avant d'utiliser la transformée de Fourier,
- normaliser le spectre de Fourier.

La transformée de Fourier étant une fonction respectant la linéarité, le choix de normalisation revient à

$$F_n = \frac{F}{\max(f)}$$

ou

$$F_n = \frac{F}{\max(F)}$$

Physiquement parlant, les deux techniques sont cohérentes, la normalisation permettant de faire disparaître le terme de puissance provenant de la densité, ce terme étant une multiplication par une constante, la linéarité de la fonction de Fourier ne le change pas et la comparaison est donc possible.

Les deux techniques ont ainsi des avantages et des inconvénients :

La valeur maximale varie en fonction de la température dans les spectres, il est nécessaire de choisir une raie arbitrairement comme position de normalisation contrairement à un choix du point maximal. Ainsi, en fonction du choix de la raie, les résultats peuvent alors être différents. Ceci est donc un avantage de la deuxième méthode.

Une normalisation avec la valeur maximale du spectre de Fourier revient à diviser le spectre par la première grande harmonique toujours présente dans tous les spectres. Ainsi, l'utilisation de la hauteur de la deuxième harmonique, est en réalité le rapport des hauteurs des deux harmoniques, ce qui augmente la quantité d'informations présentes dans la valeur de comparaison. Cependant, lorsqu'on analyse les spectres, il apparaît que la hauteur de la première raie (dans le cas du N_2) des simulations n'est pas compatible à celle des expériences (avec un coefficient de 2). Une normalisation sur le spectre de Fourier rendrait donc toute comparaison impossible.

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

Il faut aussi noter qu'une normalisation bien choisie sur le spectre d'origine peut aussi donner dans certains cas des courbes plus facilement utilisables, notamment si le coefficient varie de manière importante en fonction de la température. La difficulté consiste à trouver les raies de normalisation les plus intéressantes.

C'est pour ces raisons que la première méthode sera exclusivement utilisée dans la suite du chapitre. Il est donc nécessaire de choisir les points les plus intéressants du spectre et cela demande de tester de nombreux cas pour les trouver.

Les tableaux 4.1 4.2 et 4.3 montrent les différents essais pour rechercher les points de normalisation permettant une analyse optimale dans le cas des structures 570 - 620 nm, 620 - 700 nm et 700 - 780 nm, pour la molécule de N_2 . La différence d'utilisation entre "rotationnel" et "vibrationnel" est explicitée à la section suivante.

TABLEAU 4.1 – Point de normalisation pour la structure 700 - 780 nm de N_2 .

Point de normalisation	Résultat
749 nm	Utilisable pour la T_{rot}
751 nm	Inutilisable
762 nm	Inutilisable
763 nm	Inutilisable
775 nm	Inutilisable
777 nm	Utilisable pour la T_{rot}

TABLEAU 4.2 – Point de normalisation pour la structure 620 - 700 nm de N_2 .

Point de normalisation	Résultat
660 nm	Utilisable pour la T_{rot}
668 nm	Utilisable pour les deux températures
671 nm	Inutilisable
677 nm	Utilisable pour les deux températures
678 nm	Inutilisable
679 nm	Utilisable pour la T_{vib}

TABLEAU 4.3 – Point de normalisation pour la structure 570 - 620 nm de N_2 .

Point de normalisation	Résultat
583 nm	Utilisable pour la T_{vib}
584 nm	Utilisable pour la T_{vib}
595 nm	Inutilisable
596 nm	Inutilisable
605 nm	Utilisable pour la T_{vib}

Les points de normalisation sont choisis généralement sur des raies bien visibles sur les spectres expérimentaux ou simulés. Beaucoup d'entre eux sont cependant inutilisables a posteriori du fait de différences trop grandes entre les

simulations et les raies observées. Cependant, il y a suffisamment de possibilités pour qu'il existe des cas utilisables dans chaque structure étudiée.

Dans le cas du N_2 , et pour la structure 700 - 780 nm, les points de normalisations les plus intéressants trouvés sont 749 nm et 777 nm et seront utilisés pour présenter la méthode dans un cas concret. Les résultats de températures seront présentés pour plusieurs de ces points.

4.2.4 Calcul systématique

L'étude se concentre ici sur la séquence de bandes vibrationnelle du N_2 premier système positif entre 700 et 780 nm. Les différents essais ont montré qu'il s'agissait de la zone du spectre aux résultats les plus fiables et les plus clairs de cette structure.

Les courbes 4.6 et 4.7 représentent les calculs systématiques de la hauteur du deuxième pic de la transformée de Fourier pour des larges domaines de températures (appelé C_c , coefficient de corrélation, sur les figures).

La différence vient du point de normalisation utilisé dans le spectre. La figure 4.6 représente le calcul au point 749 nm, tandis que la figure 4.7 correspond à celui du point 777 nm.

Chaque point de la surface correspond donc à l'amplitude du deuxième pic de la transformée de Fourier du spectre calculé pour un couple de températures. Il est vu ici deux conclusions intéressantes :

- Le premier schéma montre une forte variation de la température vibrationnelle et presque aucune variation suivant la température rotationnelle.
- Le deuxième schéma montre une forte variation en fonction de la température rotationnelle mais faible en fonction de la température vibrationnelle.

L'utilisation de ce couple de points de normalisation devrait donc permettre d'obtenir le couple de températures.

Une grande majorité des points de normalisation présente ainsi un caractère unidimensionnel où la variation d'une des températures est le facteur dominant dans la variation du coefficient. Cependant certains points, comme le point 668 nm, présentent une variation du même ordre de grandeur suivant les deux dimensions de températures (au signe près). Ces cas peuvent aussi être intéressants et permettent de vérifier d'une autre façon les températures.

En effet, la figure 4.8, où le coefficient affiché est celui du point de normalisation 668 nm, montre l'intersection entre le plan du coefficient de l'expérience et de la surface représentant le coefficient des simulations est une courbe non constante dans aucune des deux dimensions de températures. Cependant, en utilisant les résultats de températures rotationnelles trouvées par les autres points, la position des points possibles sur la courbe est restreinte et on peut ainsi trouver la température vibrationnelle. Et réciproquement, il est possible de trouver la température rotationnelle si la température vibrationnelle est déjà approchée.

Ce schéma permet donc, avec deux autres calculs indépendants, d'obtenir une nouvelle série de valeurs de températures. Il est à noter que si la courbe de contact entre les deux surfaces ressemble en première approximation à une droite dans ce cas particulier, la plupart des surfaces découvertes présentent des cas moins réguliers.

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

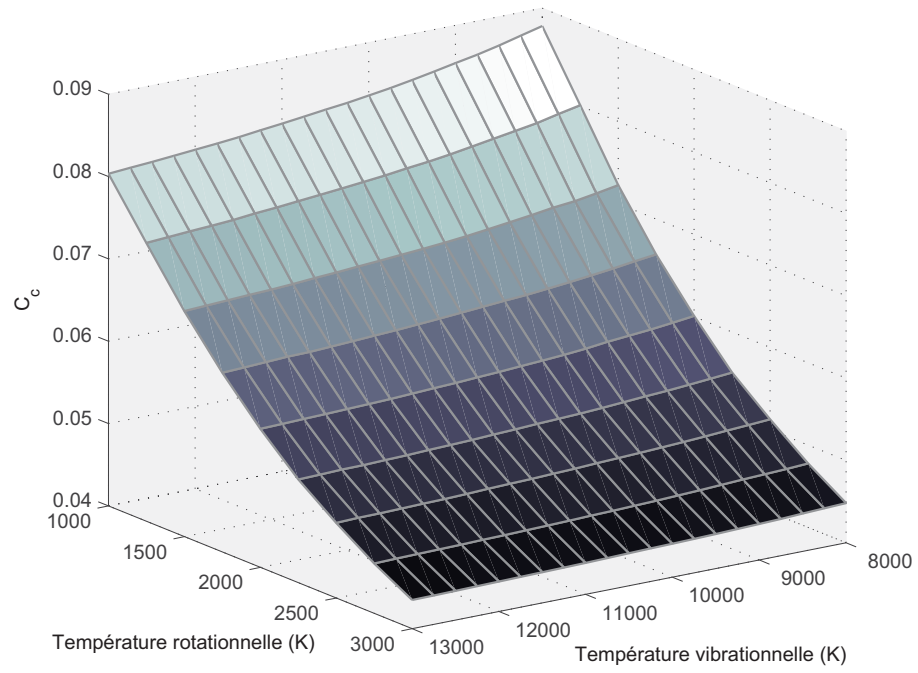


FIGURE 4.6 – Amplitude du deuxième pic (harmonique $0,08 \text{ nm}^{-1}$) en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 749 nm .

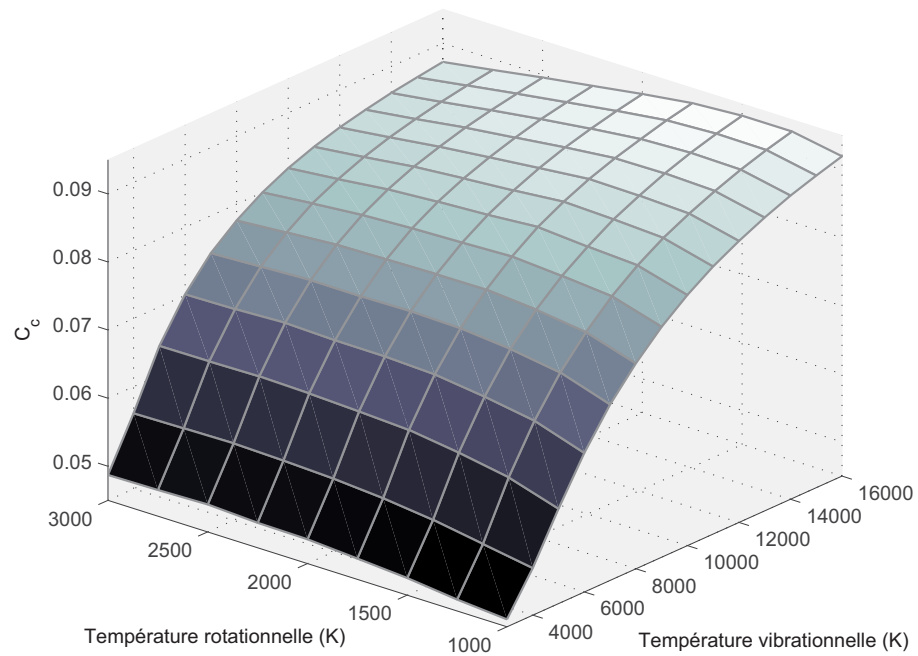


FIGURE 4.7 – Amplitude du deuxième pic (harmonique $0,08 \text{ nm}^{-1}$) en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 777 nm .

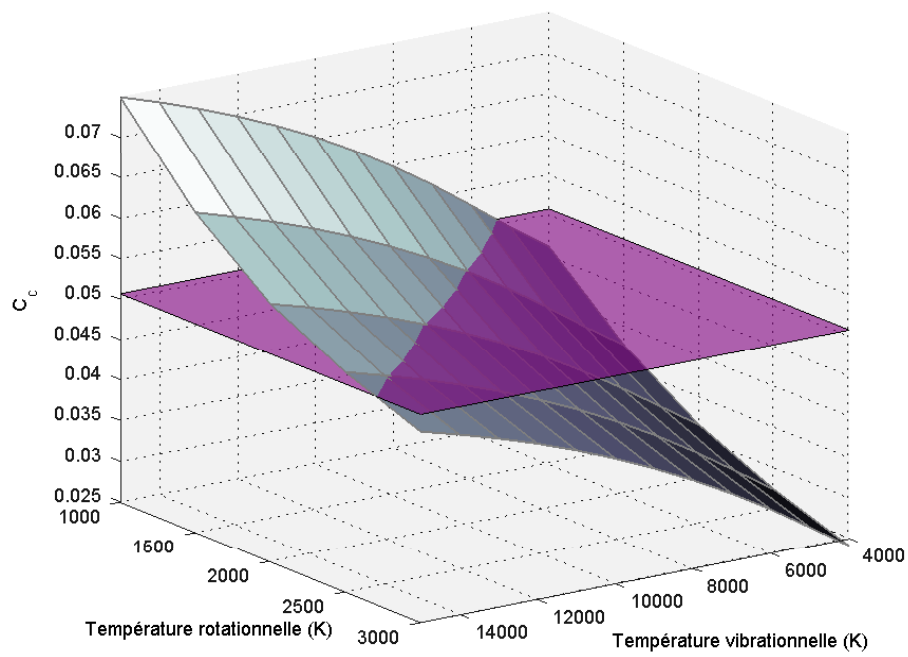


FIGURE 4.8 – Coefficient en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 668 nm. Le plan situé en $C = 0,051$ représente la hauteur de l'harmonique de la transformée de Fourier de l'expérience 12 en position 2.

4.2.5 Température

D'après les surfaces calculées précédemment, nous pouvons obtenir la température rotationnelle en normalisant les spectres sur le pic à 749 nm. Les structures sont extraites des quatre spectres observés et de la même manière que précédemment, la transformée de Fourier est appliquée et la hauteur du deuxième pic extraite.

L'étude de la température vibrationnelle se déroule de façon identique.

En théorie, les résultats doivent montrer une décroissance de la température en fonction de l'éloignement de la zone d'induction.

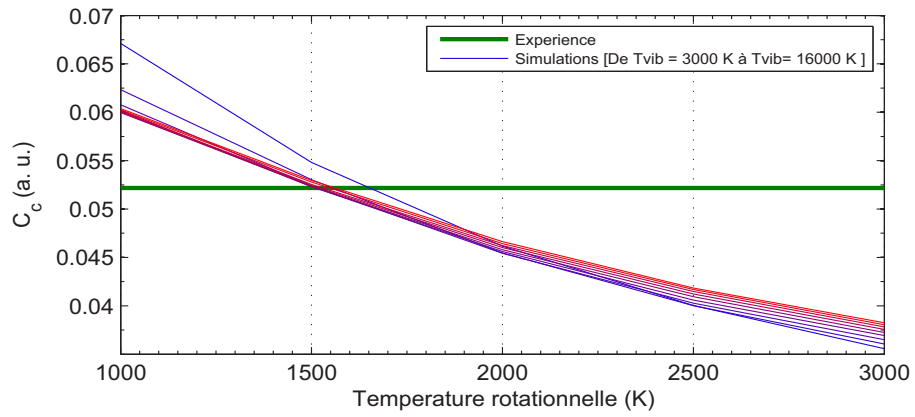


FIGURE 4.9 – Exemple de comparaison entre le coefficient de l'expérience 12 position 2 (en vert) et les coefficients simulés (rouge = 16000 K / bleu = 3000 K). Chaque courbe représente une température vibrationnelle différente (normalisation sur 749 nm).

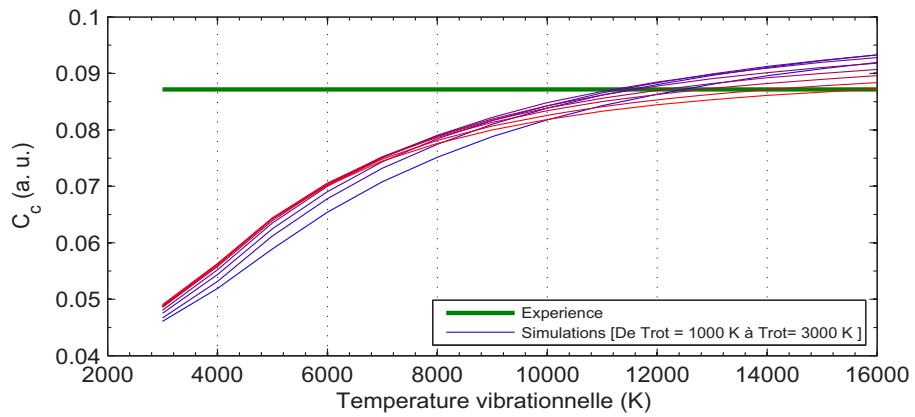


FIGURE 4.10 – Exemple de comparaison entre le coefficient de l'expérience 12 position 2 (en vert) et les coefficients simulés (rouge = 3000 K / bleu = 1000 K). Chaque courbe représente une température rotationnelle différente (normalisation sur 777 nm).

Des exemples de comparaisons avec les surfaces calculées des figures 4.6 et 4.7 sont les figures 4.9 et 4.10 et représentant l'expérience 12 en position 2.

L'intersection de la droite avec les courbes noires donne la température recherchée. On peut voir que même sur les courbes proches, les deux températures jouent un rôle et ne sont pas complètement indépendantes.

Par exemple, sur la figure 4.9, si une température rotationnelle d'environ 1500 K est choisie, le report du résultat sur la figure 4.10 donne une température vibrationnelle de 12000 K. En revenant sur le premier graphe, avec la température de 12000 K, une meilleure précision est obtenue pour une température rotationnelle de 1600 K. Le couple de températures est en général stable après quelques itérations ou oscille entre des valeurs suffisamment proches.

Les températures trouvées pour les deux expériences et pour l'ensemble des points de normalisation utilisables sont affichées figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14.

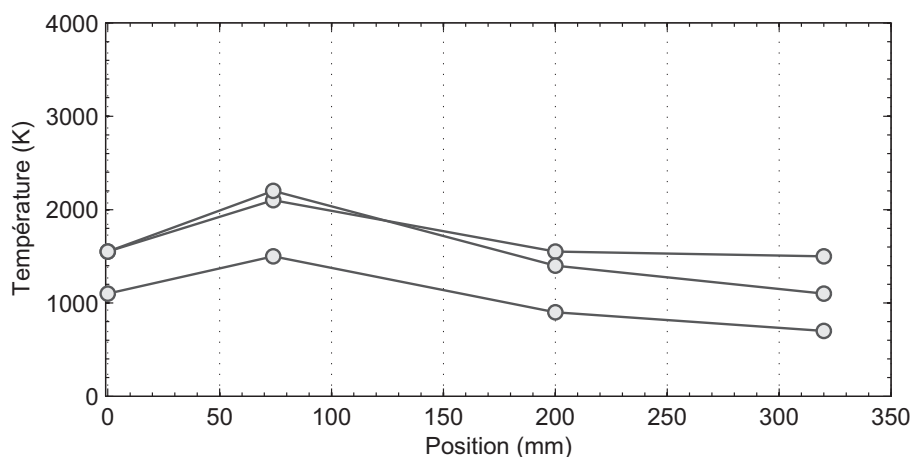


FIGURE 4.11 – Température rotationnelle de l'expérience 12.

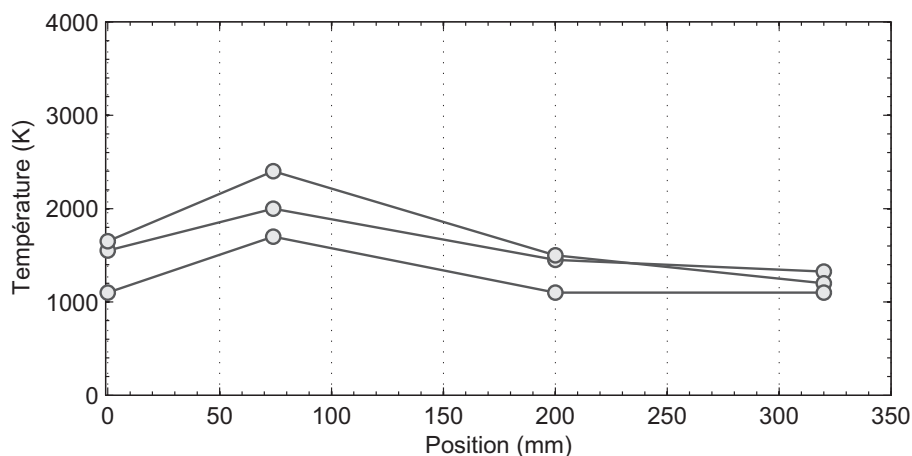


FIGURE 4.12 – Température rotationnelle de l'expérience 13.

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

La première observation montre une variation des températures décroissante pour les trois derniers points, et l'ordre de grandeur des températures est aussi celui attendu.

La dispersion des valeurs paraît cependant encore élevée et pas réellement meilleure que la méthode de la soustraction des aires utilisées précédemment. Elle donne néanmoins des résultats très proches et permet de confirmer d'une autre manière les comparaisons.

Encore une fois, la température trouvée augmente dans l'inducteur puis décroît ensuite. Cependant le point le plus haut en température est juste à la sortie de l'inducteur, ce qui demande à être vérifié. En effet, il serait plus logique d'obtenir une température décroissante en sortie d'inducteur.

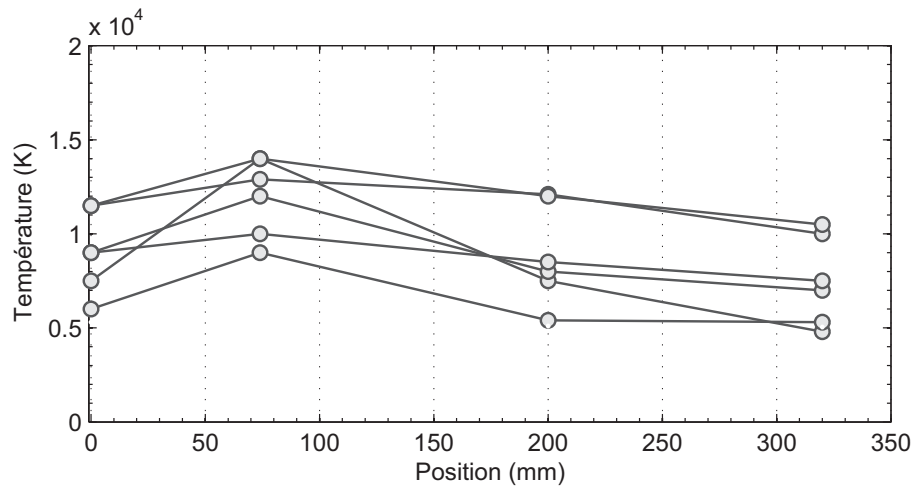


FIGURE 4.13 – Profil de température vibrationnelle de l'expérience 12.

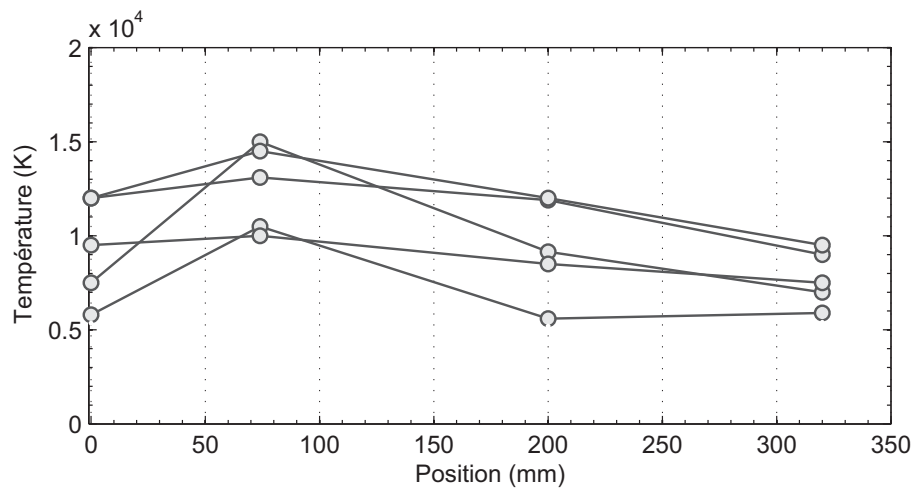


FIGURE 4.14 – Profil de température vibrationnelle de l'expérience 13.

Pour trouver la bonne réponse, une technique est de mesurer différents spectres à l'intérieur de l'inducteur, entre chaque spire et tester la méthode sur l'ensemble des spectres. Cela correspond à l'expérience 14 où seul le spectre du N_2 premier système positif est observé entre 700 et 780 nm.

La méthode de la transformée de Fourier est utilisée alors dans les 8 points correspondant à chaque spire et les résultats sont présentés sur les figures 4.15 et 4.16 respectivement pour les températures rotationnelle et vibrationnelle.

La courbe montre ainsi une croissance de la température à l'intérieur de l'inducteur et après la sortie de l'inducteur, ce qui confirme les différents résultats obtenus jusqu'alors.

Il paraît délicat d'interpréter ce résultat. Il est impossible de dire si la puissance rayonnée est plus faible à la sortie de l'inducteur ou non. L'une des possibilités serait un transfert important d'énergie de la température électronique aux températures rotationnelle et vibrationnelle. De cette manière, ces deux températures pourraient augmenter même si la température électronique diminue.

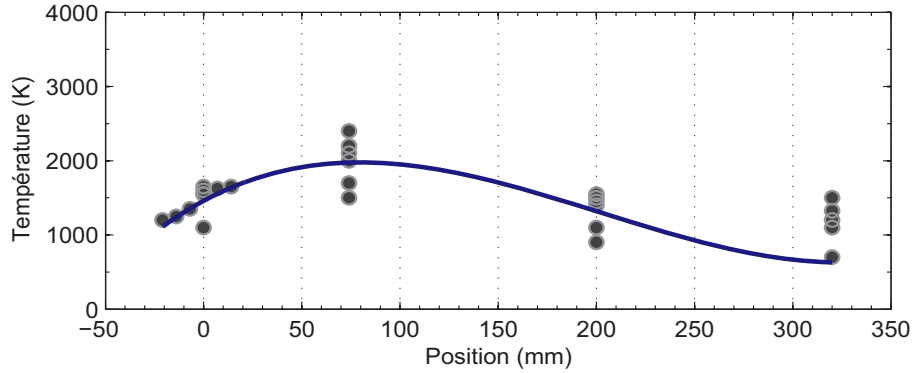


FIGURE 4.15 – Température rotationnelle combinée des expériences 12, 13 et 14.

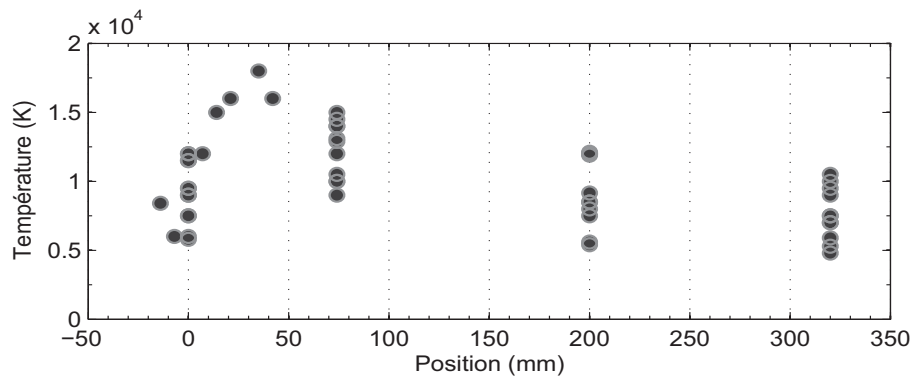


FIGURE 4.16 – Température vibrationnelle combinée des expériences 12, 13 et 14.

4.3 Étude sur le plasma de composition martienne

4.3.1 Choix du spectre moléculaire : CN

La méthode utilisant la transformée de Fourier paraît donner des résultats intéressants sur le plasma de N_2 . Il est naturel de tenter de l'appliquer dans d'autres conditions où nous retrouvons des structures répétitives du même genre. L'un des exemples est la structure spectrale de la molécule CN, présente dans le plasma de l'atmosphère de Mars et provenant de la décomposition du CO_2 et du N_2 et de leur recombinaison.

Plus spécifiquement, le rayonnement du CN provoque l'apparition de trois structures à 360, 380 et 420 nm. Les plasmas du mélange correspondant à l'atmosphère de Mars montrent l'apparition de ces raies, et une observation à différents points de l'inducteur montre leur variation (figure 4.17 avec une normalisation sur la plus émissive des raies).

La même méthode est alors utilisée afin de déterminer les températures du plasma. Sont présentées en figure 4.17 les variations dans le spectre en fonction des températures. La première normalisation utilisée est naturellement la plus émissive des raies du CN, à 388,3 nm ce qui donne comme variation dans le spectre de Fourier la figure 4.19.

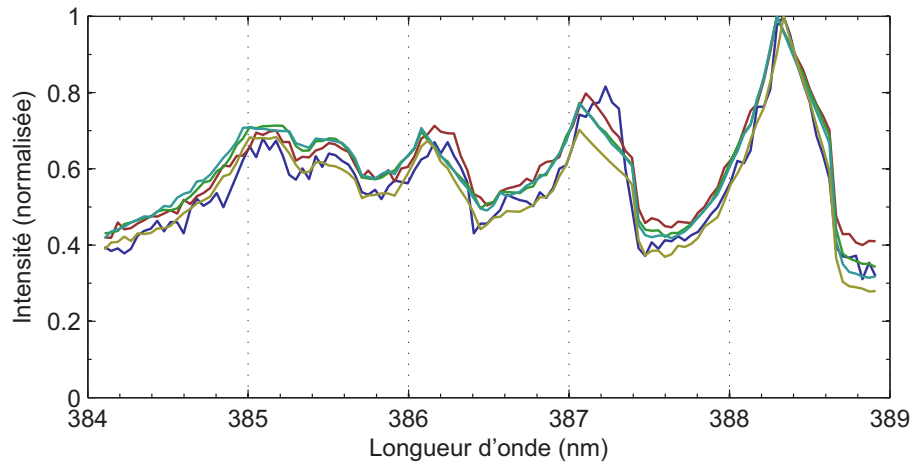


FIGURE 4.17 – Spectre de la molécule CN de l'expérience 15 pour les quatre premières positions d'observations.

4.3.2 Résultats

La première étape de la recherche de températures par la méthode utilisant la fonction de Fourier ne donne pas de résultats : sur la figure 4.18 est présentée l'amplitude des deux harmoniques les plus grandes en fonction de la position d'observation (voir figure 4.19 pour les transformées de Fourier des quatre premières observations). On voit clairement des variations quasi-négligeables et surtout ne répondant pas aux variations de températures.

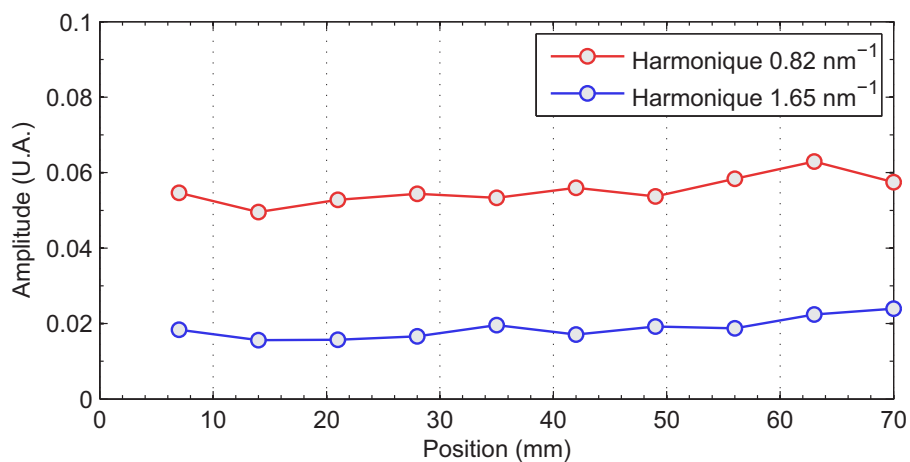


FIGURE 4.18 – Amplitude des deux plus grandes harmoniques du spectre CN de l'expérience 15 en fonction de la position d'observation.

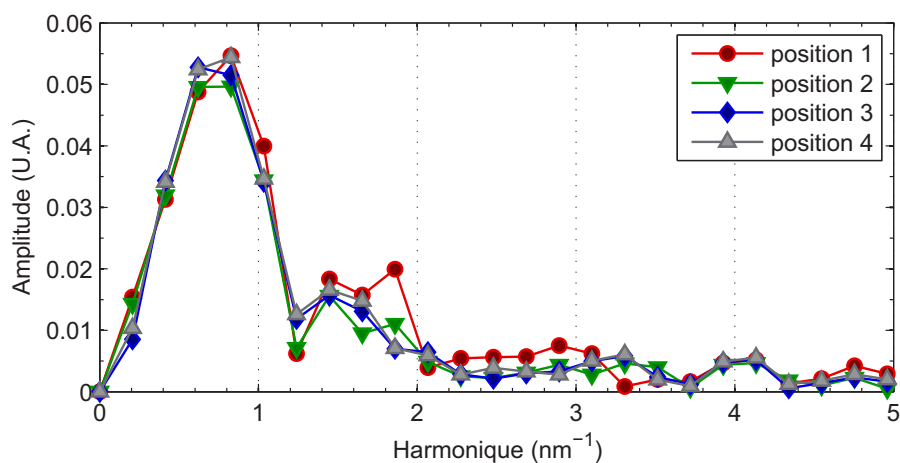


FIGURE 4.19 – Les quatre premières transformées de Fourier de l'expérience 15.

En parallèle, des essais sur les spectres simulés ne permettent pas de mettre en évidence de surface utilisable à la recherche de températures. Et ceci pour plusieurs normalisations ou harmoniques : les surfaces sont soit planes, soit déformées à tel point que de nombreuses solutions de températures peuvent coexister dans le même graphe.

Il paraît donc impossible de trouver la température de la molécule CN par cette méthode et sur cette structure en particulier. La température ne fait pas varier de manière significative et prévisible la transformée de Fourier du spectre.

4.4 Conclusion

La méthode utilisant la transformée de Fourier pour trouver les températures vibrationnelle et rotationnelle montre des résultats prometteurs pour les plasmas thermiques de diazote. La précision des mesures ne paraît cependant pas plus élevée que la méthode de soustraction des spectres. Les deux méthodes donnent des résultats proches et cohérents.

Utilisé sur le spectre CN-violet, la méthode ne donne aucun résultat. Ceci est dû cette fois à une non influence de la température sur le spectre de Fourier.

Il est cependant intéressant d'avoir cette technique complémentaire dans le cas du plasma de diazote, plasma largement étudié lors des rentrées atmosphériques terrestres. Les spectres moléculaires étant souvent complexes à analyser précisément, cette méthode de recherche de températures pourrait aider à la caractérisation de ces plasmas.

Il serait aussi intéressant de pousser les tests sur d'autres spectres moléculaires qui pourraient éventuellement proposer les mêmes caractéristiques que celles des molécules de N_2 .

Chapitre 5

Étude par caméra infrarouge : bilan de puissance et caractérisation du plasma

5.1 Introduction

L'utilisation d'une caméra infrarouge pour l'étude d'un plasma n'est pas une expérience souvent réalisée. Plusieurs points ont demandé à être clarifiés avant de procéder aux mesures. Tout d'abord un essai a été effectué pour vérifier le passage des longueurs d'ondes observées à travers le tube en quartz. Le quartz laissant passer une partie de la lumière infrarouge, il a donc été décidé de placer la caméra perpendiculairement au tube en quartz afin d'observer la somme des rayonnements du plasma et du tube. La caméra enregistrant en continu, il est possible d'enregistrer aussi l'arrêt du plasma, et donc un rayonnement égal seulement au rayonnement du quartz. En théorie, une soustraction des deux rayonnements permettrait de remonter au champ de température du plasma.

5.2 Etalonnage

La caméra thermique CEDIP infrared System Jade III est généralement utilisée pour l'observation d'échantillons de matériaux dans des conditions de traction ou de compression. Les températures observées sont alors de l'ordre de la température ambiante et les variations de l'ordre du degré ou dixième de degré Celsius [1, 2, 3].

Dans le cas de la torche ICP, les températures de surface du quartz sont estimées à au moins quelques centaines de degrés Celsius. Même en supposant un rayonnement type corps noir, il a fallu évaluer les courbes d'étalonnage de la caméra présentes dans le logiciel mais qui n'avait jamais été utilisées auparavant à ces températures.

L'étalonnage en température de la caméra, dépend à la fois du temps de pose et de la température de la caméra. Les courbes utilisées pour une température de caméra de 37 °C sont visibles figure 5.1 pour trois temps de pose différents et

CHAPITRE 5. ÉTUDE PAR CAMÉRA INFRAROUGE

permettent au total d'obtenir la température sur un domaine de 100 °C à 1000 °C.

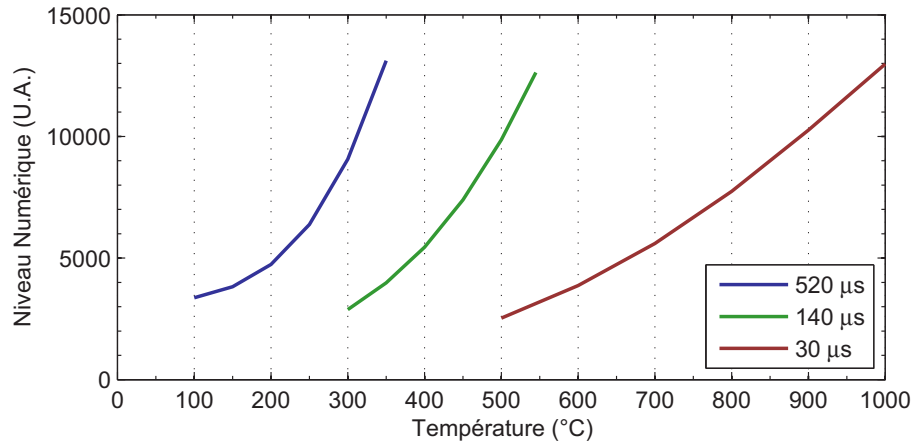


FIGURE 5.1 – Courbes d'étalonnage de la caméra thermique lors de l'observation d'un corps noir pour trois différents temps de pose et une température de caméra de 37 °C.

La vérification a pu être réalisée grâce à l'observation d'un calibrateur corps noir Omega BB-4A ayant un domaine de températures de 100 °C à 982 °C. Plusieurs températures ont été réglées sur le corps noir et analysées par la caméra. Un exemple de résultat est la photographie en figure 5.2. La température de réglage est de 500 °C et les valeurs observées et calculées par la caméra et le logiciel sont affichées figure 5.3 pour une coupe horizontale. Cet exemple montre une température moyenne observée de 497 °C sur la surface circulaire et sur 20 secondes de prises de vue.

Avec un total de 5 points de mesures, une précision de l'ordre du pourcent peut être notée dans l'ensemble du domaine qui s'étend de 100 °C à 982 °C. (cf tableau 5.1)

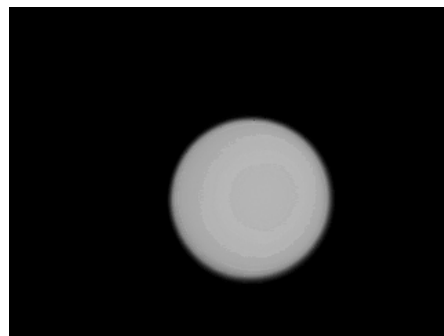


FIGURE 5.2 – Image moyennée temporellement de l'observation du corps noir réglé à 500 °C.

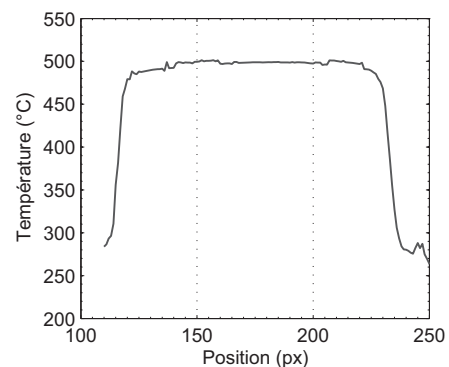


FIGURE 5.3 – Coupe horizontale en température de la figure de gauche.

TABLEAU 5.1 – Vérification de l'étalonnage

Température du corps noir (°C)	Moyenne de la température observée (°C)	Ecart relatif (%)
200	200	0,00
300	303	1,00
400	405	1,01
500	497	0,60
900	889	1,20

La précision pour l'obtention de la température d'un corps noir est donc jugée suffisante.

5.3 Expériences

Les trois gaz utilisés sont Ar, N₂ et CO₂.

Les expériences ont été réalisées dans des conditions opératoires proches (tableaux 5.2, 5.3 et 5.4).

TABLEAU 5.2 – Expérience Ar.

Débit	2 L.min ⁻¹
Tension	3,01 kV
Intensité	433 mA
Courant de grille	0mA
Température eau en entrée	10,4 C
Température eau en sortie	15,1 C
Débit d'eau	10,9 mL.s ⁻¹

TABLEAU 5.3 – Expérience N₂.

Débit	2 L.min ⁻²
Tension	3,00 kV
Intensité	484 mA
Courant de grille	20 mA
Température eau en entrée	10,5 C
Température eau en sortie	14,7 C
Débit d'eau	10,9 mL.s ⁻¹

TABLEAU 5.4 – Expérience CO₂.

Débit	1,1 L.min ⁻¹
Tension	3,00 kV
Intensité	437 mA
Courant de grille	3 mA
Température eau en entrée	10,5 C
Température eau en sortie	14,4 C
Débit d'eau	10,9 mL.s ⁻¹

La caméra a été placée à deux endroits différents : la première position en face des spires, la seconde en face du tube de quartz. Des vidéos de 20 secondes ont été prises dans chacune de ces positions et leurs images moyennées. Les vidéos ont été enregistrées après la montée initiale de température : l'état de la température est stationnaire et le quartz est en équilibre thermique.

Un exemple de résultat peut être vu figure 5.4 et 5.5. La figure 5.5 est l'image moyennée sur 20 secondes lorsque le plasma de N₂ est actif au niveau de l'inducteur. La cage de Faraday et l'inducteur sont visibles en bleu tandis que le tube en quartz rayonne. Les couleurs représentent la température vue par la caméra en supposant un rayonnement de corps noir.

Comme cela a été vu précédemment, l'étalonnage va de 100 °C à 900 °C, donc les valeurs proches de la température ambiante sont fausses par exemple,

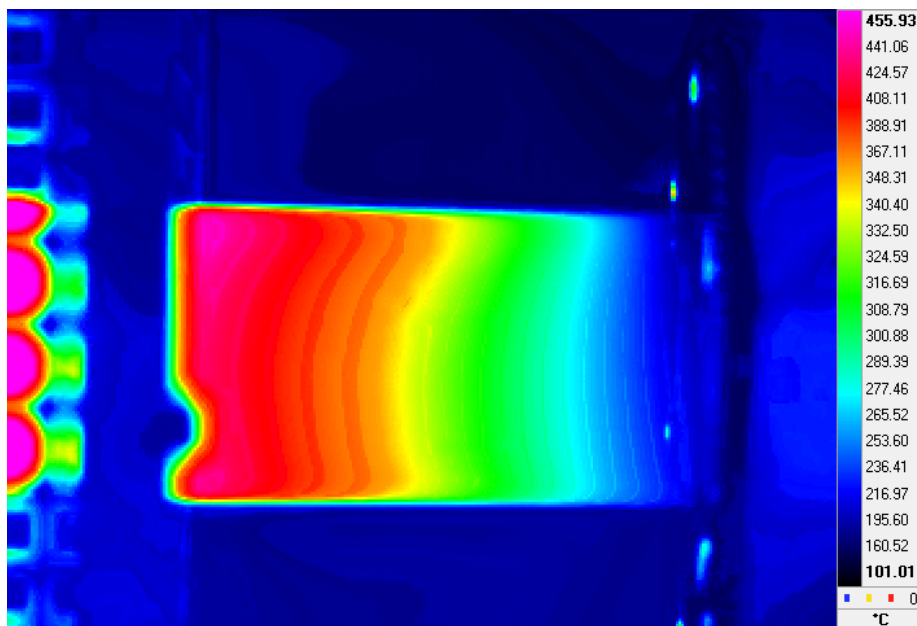


FIGURE 5.4 – Zone de la torche entre la cage de Faraday (à gauche) et le caisson (à droite). Cette image est une moyenne temporelle de trois prises de vue de 20 secondes pour les trois étalonnages.

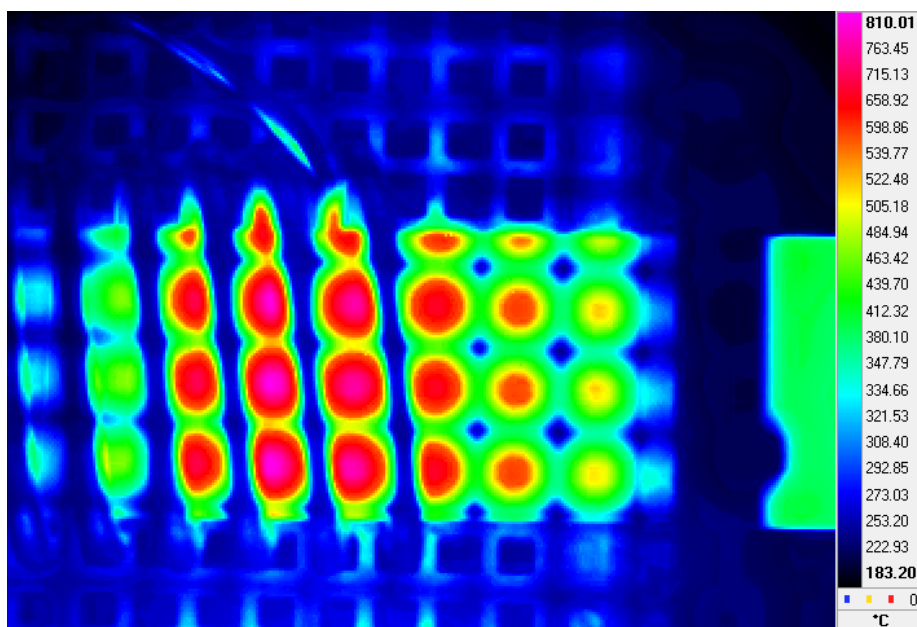


FIGURE 5.5 – Zone de l'inducteur : on peut observer en bleu l'ombre de l'inducteur et de la cage de Faraday. Cette image est une moyenne temporelle de trois prises de vue de 20 secondes pour les trois étalonnages.

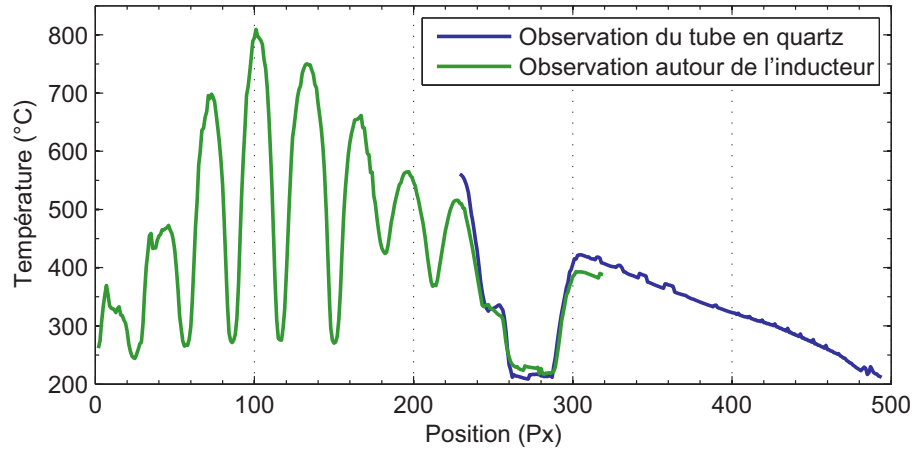


FIGURE 5.6 – Résultat brut de températures calculées par la caméra thermique sur une coupe horizontale : les variations brutales de la partie à l'intérieur de l'inducteur correspondent à l'ombre de la cage de Faraday.

sur la cage. Malgré une légère augmentation de température, elle n'atteint définitivement pas les 100 °C.

La figure 5.4 présente le même plasma, mais observé cette fois à la sortie de l'inducteur, entre la cage de Faraday et la cuve, là où le tube en quartz est directement visible. L'échelle de température est différente pour mieux visualiser les variations.

Une coupe horizontale est représentée figure 5.6 où la température est fonction de la position d'observation. L'estimation de la température du tube en fonction de la position est alors reportée figure 5.7.

En outre, des enregistrements ont été effectués pendant 30 secondes juste avant l'arrêt de la torche. L'arrêt du plasma étant instantané, il aurait dû être possible de soustraire la contribution du quartz à l'image précédente obtenue. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 5.8, la variation lumineuse est inexistante au moment de l'arrêt du plasma. La seule décroissance visible provient du refroidissement progressif du tube de quartz.

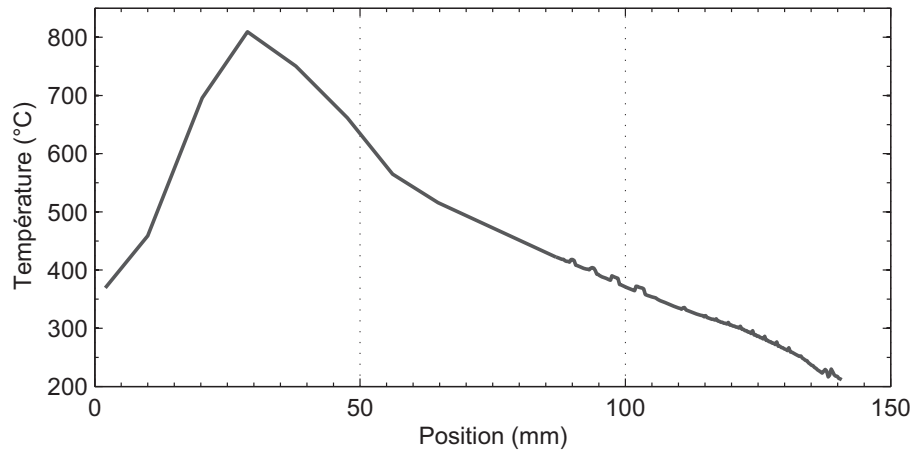


FIGURE 5.7 – Température estimée du tube en quartz en fonction de la position en mm.

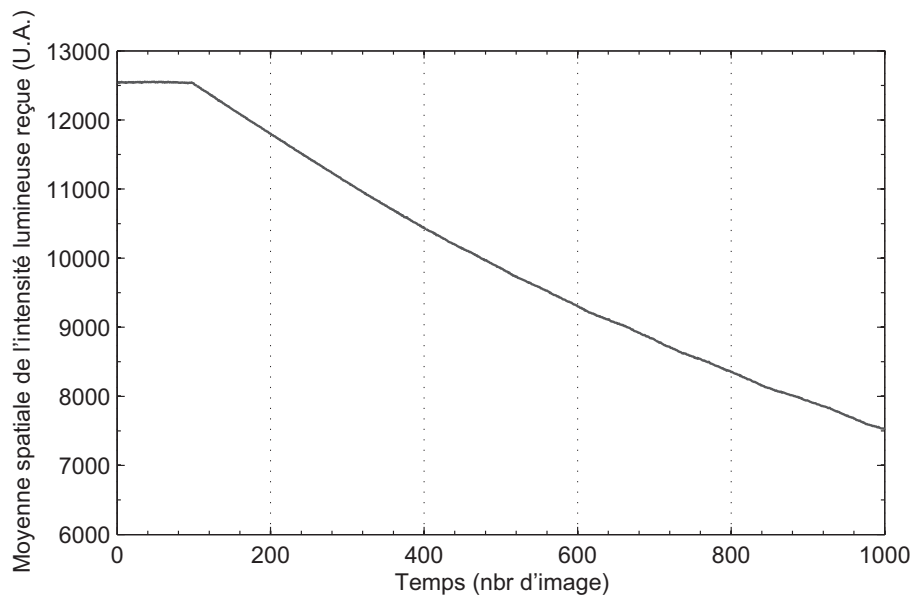


FIGURE 5.8 – Moyenne sur un rectangle centré sur le quartz de l'intensité lumineuse reçue par la caméra au cours du temps.

5.4 Observation

L'observation des résultats conduit à deux premières conclusions :

Après un certain temps de chauffe où la température varie au cours du temps, la température atteint un état stationnaire avec un maximum proche de la dernière spire de l'inducteur et décroît linéairement ensuite. Si on suppose une transmission non nulle des infrarouges à travers le quartz, une partie du rayonnement observé aurait dû disparaître lors de l'arrêt du plasma. Pour les trois expériences réalisées, aucune décroissance de ce genre n'a été remarquée ce qui implique que le quartz est le seul contributeur du rayonnement.

La caméra thermique peut voir un objet émettant dans l'infrarouge à travers le quartz, cependant, le quartz étant chauffé, la transmission change dans les grandes longueurs d'ondes et devient opaques aux rayonnements infrarouges de longueur d'onde supérieur à $3\text{ }\mu\text{m}$.

Ces conclusions sont valables pour les trois expériences réalisées. Les résultats pour l'argon et le CO_2 sont visibles en annexe B.

Malgré l'échec de l'observation du rayonnement infrarouge du plasma, et ceci pour les trois gaz testés, il est possible de tirer certaines informations du rayonnement du quartz. En effet, le procédé de torche à plasma dispose d'un rendement généralement peu précis et un bilan énergétique est souvent délicat à effectuer.

Cette observation du rayonnement infrarouge conduit à obtenir la température du quartz et donc à préciser le bilan d'énergie de la torche. En outre, il est possible d'effectuer une première approche sur l'enthalpie du gaz en fonction de sa position dans le tube ce qui peut permettre de remonter ainsi à une température approchée du plasma en admettant certaines hypothèses.

Pour finir, on remarque un effet particulier sur la courbe de niveau et de température : autour de la position 100 mm, des petits augmentations sont discernables. Après analyse, ces "offsets" semblent se produire toujours aux mêmes niveaux numériques, quelle que soit la position du point d'observation sur la caméra. L'effet ne provient donc pas de pixels défaillants ni d'un problème dans l'étalonnage. Ils ne proviennent pas non plus d'une augmentation localisée de température sur le quartz car, sur les vidéos, ces offsets suivent exactement la décroissance de la température. La seule hypothèse restante étant une addition d'une valeur numérique pour certaines fourchettes de températures.

Les variations étant extrêmement faibles, elles ne jouent aucun rôle dans le reste des résultats, la précision des calculs n'étant pas suffisante pour être impactée de manière significative.

5.5 Bilan de puissance

5.5.1 Présentation théorique

Pour effectuer le bilan énergétique de la torche, les six différents termes de puissance décrits figure 5.9 sont nécessaires.

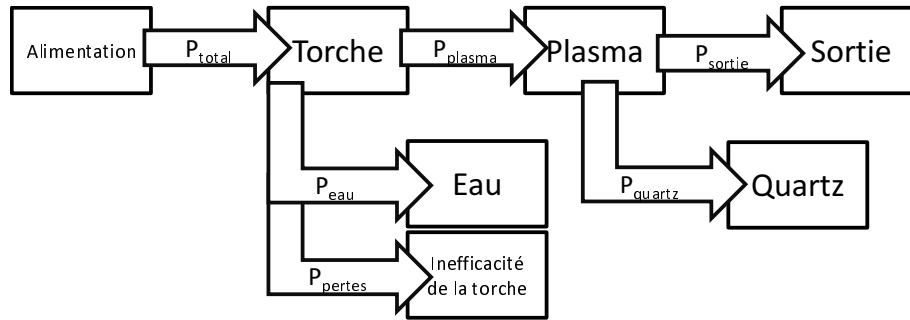


FIGURE 5.9 – Bilan de puissance de l'ensemble torche / plasma.

P_{total} Puissance électrique injectée dans la torche. Cette valeur est connue par le produit de l'intensité par la tension appliquées sur la torche. Il s'agit de la valeur de puissance maximale.

P_{eau} Puissance dissipée par le refroidissement à eau. Un courant d'eau circule à l'intérieur de l'inducteur afin de le garder à température constante. La température de l'eau et son débit sont connus et permettent alors d'obtenir la puissance d'énergie ainsi dissipée. Cette puissance est une partie de l'énergie perdue qui ne sert pas à chauffer et ioniser le gaz.

P_{pertes} On estime qu'il existe d'autres pertes avant le chauffage et l'ionisation du gaz. On peut inclure, entre autre, l'effet Joule sur des éléments non refroidis par l'eau ou la perte par le champ magnétique créé par la bobine.

P_{plasma} Puissance absorbée par le gaz. Il s'agit de la puissance utile.

P_{quartz} Puissance passant dans le quartz puis dissipée par l'air. Le plasma va perdre de l'énergie et chauffer le quartz. Il s'agit donc d'un terme qui nous renseigne sur une partie de l'énergie qui a servi à chauffer le gaz.

P_{sortie} Puissance absorbée par le plasma mais qui n'est pas dissipée par le quartz. Une partie de la puissance injectée dans le plasma permet de dissocier les molécules, de les ioniser et plus généralement d'exciter les gaz. En outre les gaz sont encore chauds à la sortie de la cuve. Une partie du rayonnement (notamment dans le visible) ne réchauffe pas le quartz et passe simplement à travers. Ce terme est donc la somme de tous les autres puits de puissances après la création du plasma.

Les relations entre ces termes sont les suivantes :

$$P_{total} = P_{eau} + P_{pertes} + P_{plasma}$$

$$P_{plasma} = P_{quartz} + P_{sortie}$$

On peut aussi définir le rendement de la torche ICP comme étant : $\eta = P_{plasma} / P_{total}$

CHAPITRE 5. ÉTUDE PAR CAMÉRA INFRAROUGE

5.5.2 Calcul de P_{total}

La puissance électrique est simplement la multiplication de la tension et de l'intensité d'entrée. Voir table 5.5.

$$P_{total} = UI \cos(\varphi)$$

$\cos(\varphi)$ est considéré proche de l'unité.

TABLEAU 5.5 – Puissance électrique injectée dans la torche.

Ar	1303 W
N ₂	1452 W
CO ₂	1311 W

5.5.3 Calcul de P_{eau}

Les températures d'entrée et de sortie de l'eau ainsi que son débit sont connus pour chaque expérience. La puissance absorbée par l'eau s'écrit :

$$P_{eau} = C_{eau} Q M_{eau} (T_{sortie} - T_{entre})$$

Avec Q le débit volumique (en L.s⁻¹), C_{eau} la capacité thermique massique de l'eau (en J.kg⁻¹.K⁻¹), M_{eau} la masse volumique (en kg.L⁻¹) et T_{sortie} , T_{entre} respectivement les températures de sortie et d'entrée de l'eau (en K) .

TABLEAU 5.6 – Puissance dissipée par le refroidissement à eau.

Ar	218 W
N ₂	195 W
CO ₂	182 W

5.5.4 Calcul de P_{quartz}

Afin d'approcher la puissance d'énergie absorbée et émise par le quartz, on analyse un élément infinitésimal dx de la paroi du tube de quartz (cf figure 5.10).

Les hypothèses sont les suivantes :

- H1 : tube infiniment fin : on suppose petite l'épaisseur du tube par rapport à sa longueur. (2 mm d'épaisseur par rapport à environ 15 cm de longueur).
- H2 : le tube rayonne comme un corps noir (l'émissivité du quartz est supposé égale à un autour des valeurs de longueurs d'ondes observées. [4]).
- H3 : Les échanges thermiques entre l'air et le tube en quartz sont constitués exclusivement de la convection et du rayonnement.

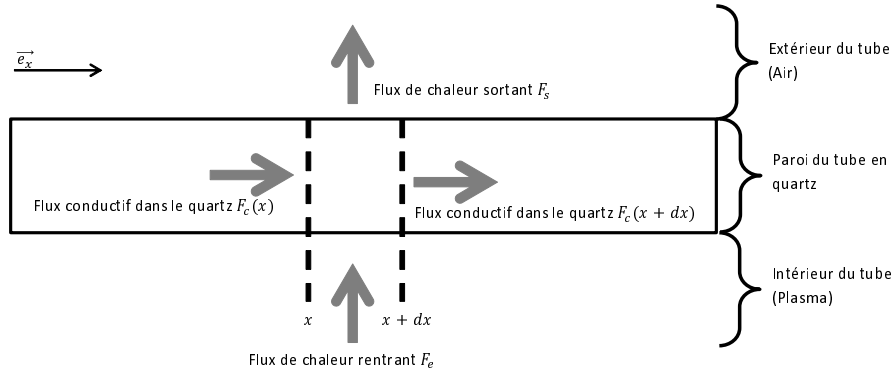


FIGURE 5.10 – Définition des valeurs de flux utilisées.

On effectue alors le bilan des flux d'énergie sur l'élément de paroi entre x et $x + dx$:

$$F_e(x) = F_s(x) + F_c(x + dx) - F_c(x)$$

$$F_e(x) = F_s(x) + \frac{dF_c(x)}{dx} dx$$

Les F_i sont des densités de flux, en W.m^{-2} , après conversion en puissance linéique, il est donc obtenu :

$$P_e(x) = AF_s(x) + A_2 \frac{dF_c(x)}{dx} dx$$

Avec :

A = Aire de la surface extérieure du tube entre x et dx .

A_2 = Aire de la section du tube.

$P_e(x)$ = La puissance linéique du plasma au point x .

D'autre part, le flux sortant est composé d'une partie de rayonnement et d'une partie de convection :

$$F_s = R + Cv$$

avec :

$R = \sigma T(x)^4$ le terme de rayonnement. ($T(x)$ représente la température du quartz à la position x .)

$Cv = h(T(x) - T(\text{air}))$ le terme de convection. (h est le coefficient d'échange convectif de l'air considéré comme immobile à température ambiante)

On obtient alors :

$$P_s = A\sigma T(x)^4 + Ah(T(x) - T(\text{air}))$$

Dans le quartz, le seul flux est le flux de conduction thermique suivant l'axe x , calculé par l'équation de Fourier :

$$F_c(x) = -\lambda_{\text{quartz}} \frac{dT(x)}{dx}$$

CHAPITRE 5. ÉTUDE PAR CAMÉRA INFRAROUGE

$$\frac{dF_c(x)}{dx} = -\lambda_{quartz} \frac{d^2T(x)}{dx^2}$$

Le bilan de puissance sur un élément du tube s'écrit alors :

$$P_e(x) = A\sigma T(x)^4 + Ah(T(x) - T(air)) - A_2\lambda_{quartz} \frac{d^2T(x)}{dx^2} dx$$

$\frac{d^2T(x)}{dx^2} dx$ est très faible par rapport aux autres contributions, il est possible de le négliger. En effet, la variation de la température est constante sauf au niveau de son maximum où la dérivée seconde est néanmoins petite devant les autres termes du bilan de puissance. Cette valeur est au mieux environ deux ordres de grandeur plus faible que les deux autres contributions.

La puissance linéique dissipée par le quartz est présentée figure 5.11 pour les trois gaz. L'intégrale de la courbe donne la puissance totale dissipée (tableau 5.7).

$$P_{quartz} = \int P_e(x) dx$$

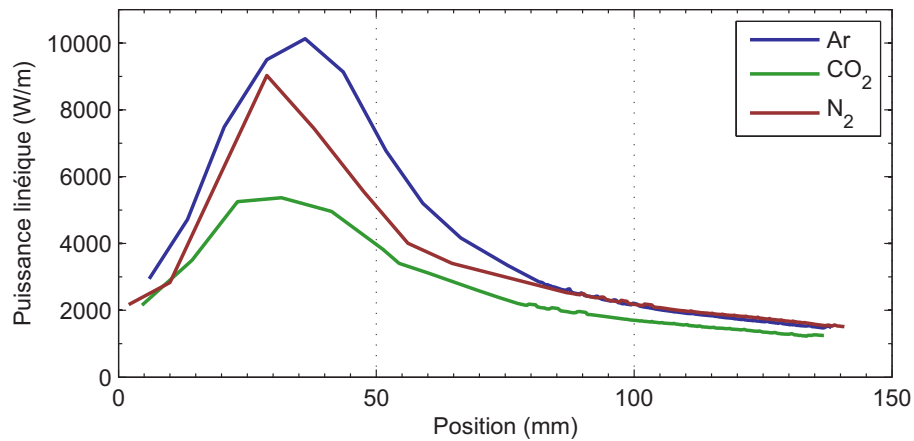


FIGURE 5.11 – Puissance linéique dissipée par le quartz en fonction de la position.

TABLEAU 5.7 – Puissance thermique dissipée par le quartz.

Ar	595 W
N ₂	513 W
CO ₂	378 W

5.5.5 Estimation du rendement de la torche

D'après les deux équations du bilan d'énergie, il reste trois termes inconnus, P_{plasma} , P_{sortie} et P_{perte} . Le calcul du rendement ne peut donc se faire qu'entre un minimum et un maximum si aucune autre hypothèse n'est effectuée :

Les valeurs de rendement trouvées correspondent aux valeurs de rendement classique exprimées dans la littérature pour les torches plasmas ICP [5].

TABLEAU 5.8 – rendements maximum et minimum de la torche pour chacune des trois expériences.

Expérience	rendement min	rendement max
Ar	46%	83%
N ₂	35%	87%
CO ₂	29%	86%

5.6 Enthalpie massique et température

5.6.1 Calcul direct de l'enthalpie

L'enthalpie, plus précisément ici, la densité d'énergie que l'on injecte dans le plasma, est un paramètre important pour tous les dispositifs plasmagènes et permet à la fois de situer l'expérience par rapport aux autres dispositifs d'autres laboratoires mais aussi d'estimer une température du gaz grâce aux courbes enthalpiques.

Une valeur de l'enthalpie approchée peut être calculée ainsi :

$$H = \frac{P}{Q}$$

Avec :

P La puissance injectée (en W)

Q Le débit (en kg.s⁻¹)

Les résultats pour les trois expériences effectuées sont reportés dans la table 5.9.

TABLEAU 5.9 – Valeurs approchées de l'enthalpie.

Expérience	Débit massique (kg.s ⁻¹)	puissance injectée max (W)	puissance injectée min (W)	enthalpie max (MJ.kg ⁻¹)	enthalpie min (MJ.kg ⁻¹)
Ar	7,9.10 ⁻⁵	1085	595	14	8
N ₂	3,9.10 ⁻⁵	1257	513	32	13
CO ₂	3,7.10 ⁻⁵	1129	378	31	10

Grâce aux résultats de la caméra thermique, il est envisageable de calculer l'enthalpie du plasma en fonction de sa position dans le tube, et de donner ainsi une valeur approchée des variations de températures.

5.6.2 Variation de l'enthalpie

Soit $H(x)$ l'enthalpie massique du plasma dans un cylindre de rayon r , de longueur dx , centré en x .

On a :

$$H(x + dx) = H(x) + \frac{\Delta P(x)}{Qm}$$

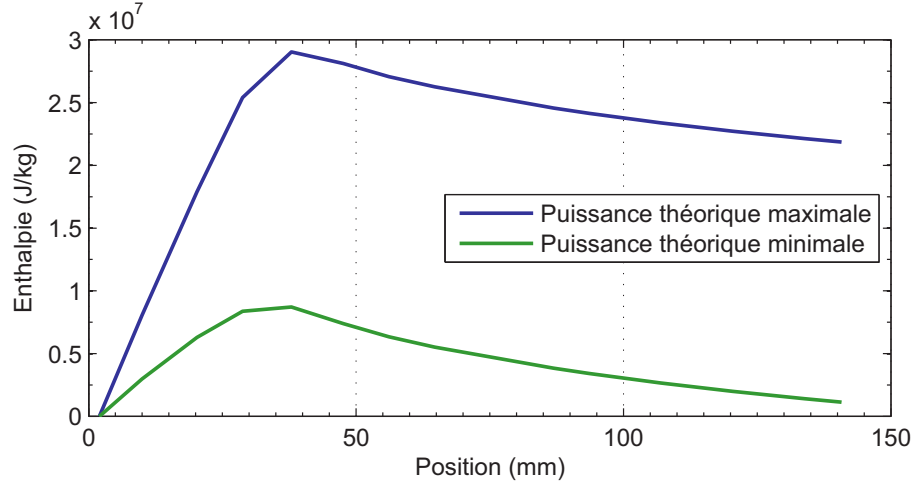


FIGURE 5.12 – Enthalpie du plasma de N_2 en fonction de sa position dans le tube. Les deux courbes correspondent aux valeurs maximum et minimum.

Avec :

$$\Delta P(x) = P_g(x) - P_p(x)$$

Où $P_g(x)$ et $P_p(x)$ respectivement la puissance gagnée et la puissance perdue par le gaz entre la position x et $x + dx$ et Qm le débit massique de gaz.

Hypothèse : Dans un premier temps, tous les rayonnements sont négligés.

L'énergie perdue correspond entièrement aux pertes thermiques par le quartz.

L'énergie gagnée correspond entièrement aux gains dans l'inducteur. On suppose un gain uniforme d'énergie lorsque le gaz se situe à l'intérieur de l'inducteur et un gain nul à l'extérieur.

Pour $x > 0$ et $x < L$, on a :

$$P_g(x) = \frac{P_{\text{plasma}}}{L}$$

Avec :

L Longueur de l'inducteur.

Pour $x > L$, on a :

$$P_g(x) = 0$$

La puissance perdue par le quartz est simplement liée au flux linéique conduisant à P_{quartz} calculée précédemment, par la relation suivante :

$$P_p(x) = \int_x^{x+dx} P_e(X) dX$$

En figure 5.12, on peut observer la variation d'enthalpie massique du plasma de N_2 en fonction de la position dans la torche. Les deux cas présentés correspondent aux deux valeurs de rendement maximum et minimum calculées.

5.6.3 Détermination de la plage de température

Avec les courbes calculées par [6], figure 5.13, il est possible en supposant un plasma à l'équilibre d'obtenir la température du plasma en ayant son enthalpie massique.

La plage de température possible pour le N_2 , est affichée figure 5.14. On peut observer dans le cas des hautes températures, une décroissance presque nulle au cours de la position. Cette température correspond à un rendement maximal de la torche mais ne paraît pas justifiable à la vue des valeurs de température calculées par d'autres méthodes. La courbe de température minimale paraît beaucoup plus proche des valeurs réelles avec une forte décroissance dans le tube.

L'hypothèse où la perte d'énergie par rayonnement du plasma est négligée peut être vérifiée avec un calcul de SPARTAN. On obtient, sur le volume entier du tube et avec une température de 5000 K, une puissance totale rayonnée d'environ 4 W.

Cette valeur confirme donc l'hypothèse, la puissance rayonnée par le plasma ne fait pas décroître de manière significative son enthalpie.

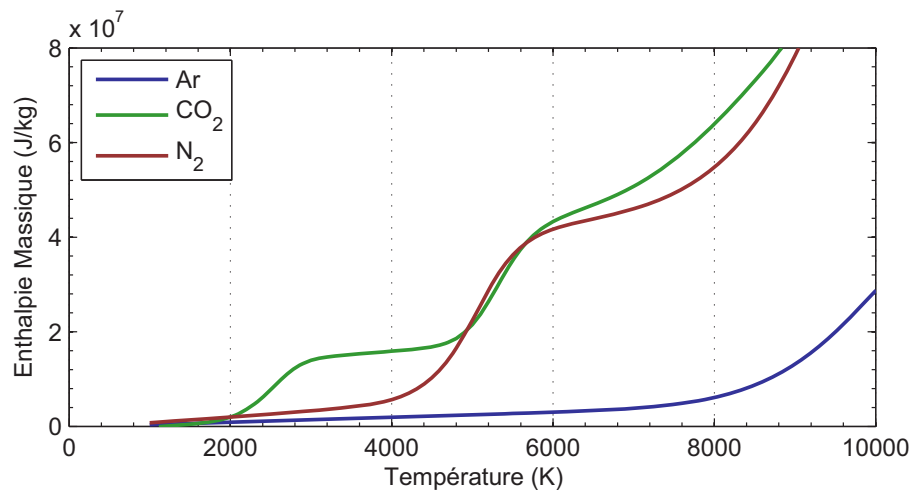
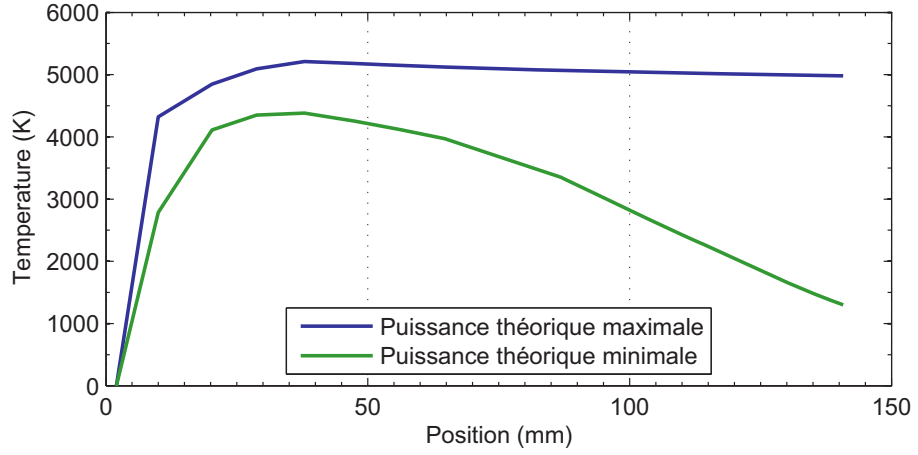


FIGURE 5.13 – Enthalpie massique des plasmas en fonction de leur température, d'après les travaux de P.ANDRE.


 FIGURE 5.14 – Température max et min du plasma de N_2

5.7 Transfert thermique Quartz/Plasma

L'obtention de la température du quartz, de la température du plasma et la connaissance du flux thermique entre les deux milieux conduit naturellement à considérer l'équation de la chaleur entre le tube et le plasma.

Les transferts thermiques, en suivant les mêmes hypothèses, sont donc réduits à la convection et à la conduction, et donnent l'équation suivante :

$$h_{plasma}(T_p(x) - T_q(x)) + \lambda_{plasma} \frac{dT}{dy}(x) = P_e(x)$$

En première approximation, nous avons :

$$\frac{dT}{dy}(x) = \frac{(T_p(x) - T_q(x))}{r}$$

Soit : $\Delta T(x) = T_p(x) - T_q(x)$

On obtient :

$$h_{plasma}\Delta T(x) + \lambda_{plasma} \frac{\Delta T(x)}{r} = P_e(x)$$

$$h_{plasma} + \frac{\lambda_{plasma}}{r} = \frac{P_e(x)}{\Delta T(x)}$$

h_{plasma} et λ_{plasma} sont des fonctions de la température, et donc de la position dans le tube. Il n'est donc pas possible de résoudre directement l'équation précédente, même avec des conditions aux limites fixées. Cependant, avec les travaux de [7, 8, 9, 10, 11], il est possible d'obtenir le coefficient de conduction en fonction de la température pour le plasma pur de N_2 .

On définit :

$$C = h_{plasma} + \frac{\lambda_{plasma}}{r}$$

En figure 5.15, sont affichées le coefficient C , calculé d'après l'expérience de N_2 en fonction de la température du plasma, ainsi que le coefficient de conductivité divisé par le rayon du tube pour deux des calculs théoriques.

Le calcul de C est effectué avec la courbe de température minimale relevée à la section précédente.

Les valeurs concordent autour des hautes températures, mais divergent vers les basses températures.

Cependant, on peut remarquer que les basses températures interviennent près de la sortie du tube, là où la vitesse du gaz est maximale, et donc le coefficient de convection plus élevé.

On peut observer figure 5.16 les mêmes courbes, mais tracées en fonction de la position dans le tube. La bonne corrélation au début impliquerait un échange thermique dominé par la conduction, avec un coefficient de convection minimal. Plus on s'éloigne dans le tube, plus la courbe expérimentale diverge, ce qui pourrait s'expliquer par au moins deux phénomènes :

Le premier phénomène est une modification du coefficient de conduction avec la baisse de la pression. Sur [7], on peut voir une tendance à l'augmentation si la pression diminue, ce qui pourrait intervenir dans notre expérience.

Le second phénomène est l'augmentation de la vitesse du gaz et donc du coefficient de convection qui ne serait plus négligeable et jouerait alors un rôle du même ordre de grandeur que la conduction.

Il paraît difficile pour le moment de trancher définitivement entre les deux hypothèses, en effet, le coefficient de convection varie, à la fois en fonction de la température, de la viscosité, de la chaleur spécifique, de la conductivité thermique et de la vitesse.

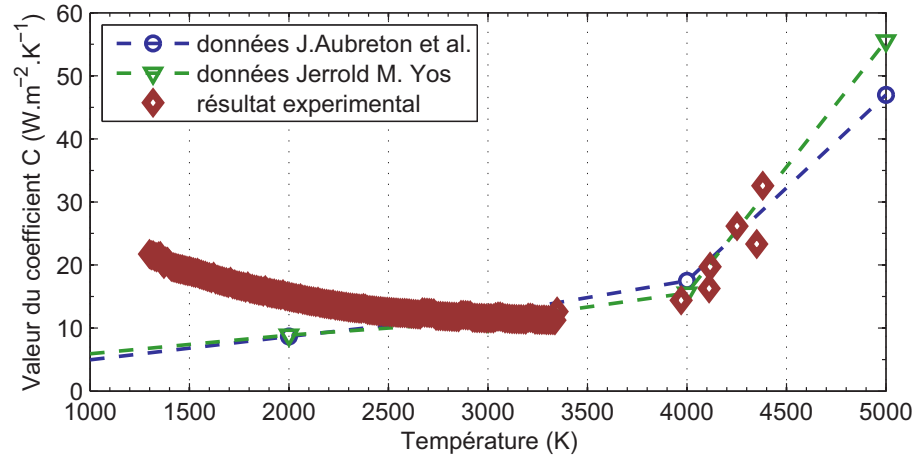


FIGURE 5.15 – Les points expérimentaux représentent le coefficient C , les données théoriques correspondent au coefficient de conductivité divisé par le rayon du tube. Les données proviennent de [7] et [8].

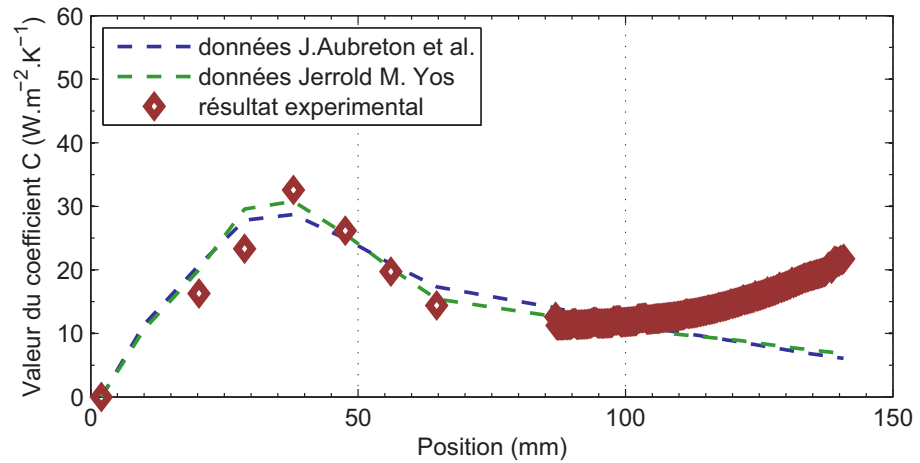


FIGURE 5.16 – Courbe identique à la figure 5.15 mais en fonction de la position dans le tube. On observe clairement la divergence à partir de 90 mm.

5.8 Conclusion

Cette collaboration avec Xavier BALANDRAUD (IFMA) s'est révélée très fructueuse en résultats. Malgré l'apparent échec de n'avoir pas pu observer directement le rayonnement du plasma, l'observation du quartz et l'obtention de sa température ont permis de préciser plusieurs éléments. Une plage de rendement de la torche ICP a ainsi pu être obtenue, ce qui permet de faciliter la connaissance des valeurs de l'enthalpie du plasma et donc rendre les comparaisons avec d'autres expériences plus aisées. En outre, une première approche du calcul, avec des hypothèses simples, de la température et des coefficients d'échanges thermiques a pu être réalisée et donne des résultats cohérents. Cette observation du tube par camera infrarouge a donc le potentiel de devenir une autre technique d'analyse du plasma afin de compléter et vérifier les autres observations comme celles spectrométriques.

Bibliographie

- [1] Thomas Pottier, M-P Moutrille, J-B Le Cam, Xavier Balandraud, and Michel Grediac. Study on the use of motion compensation techniques to determine heat sources. application to large deformations on cracked rubber specimens. Experimental Mechanics, 49(4) :561–574, 2009.
- [2] Evelyne Toussaint, Xavier Balandraud, Jean-Benoît Le Cam, and Michel Grédiac. Combining displacement, strain, temperature and heat source fields to investigate the thermomechanical response of an elastomeric specimen subjected to large deformations. Polymer testing, 31(7) :916–925, 2012.
- [3] JR Samaca Martinez, J-B Le Cam, Xavier Balandraud, Evelyne Toussaint, and Julien Caillard. Filler effects on the thermomechanical response of stretched rubbers. Polymer testing, 32(5) :835–841, 2013.
- [4] O Rozenbaum, D De Sousa Meneses, Y Auger, S Chermanne, and P Eche-gut. A spectroscopic method to measure the spectral emissivity of semi-transparent materials up to high temperature. Review of Scientific instruments, 70(10) :4020–4025, 1999.
- [5] Tomohiro Okumura. Inductively coupled plasma sources and applications. Physics Research International, 2010, 2011.
- [6] Pascal André. Etude de la composition et des propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique. PhD thesis, Université Blaise Pascal N.O. 771, 1995.
- [7] Jerrold M Yos. Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen, and air to 30,000 k. Technical report, DTIC Document, 1963.
- [8] J Aubreton, MF Elchinger, and P Fauchais. New method to calculate thermodynamic and transport properties of a multi-temperature plasma : application to n2 plasma. Plasma chemistry and plasma processing, 18(1) :1–27, 1998.
- [9] V Colombo, E Ghedini, and P Sanibondi. Thermodynamic and transport properties in non-equilibrium argon, oxygen and nitrogen thermal plasmas. Progress in Nuclear Energy, 50(8) :921–933, 2008.
- [10] AB Murphy. Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 15(2) :279–307, 1995.
- [11] AB Murphy and CJ Arundelli. Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 14(4) :451–490, 1994.

Conclusion générale

Un résumé des résultats et expériences de ce mémoire est présenté de façon condensée dans cette partie ainsi que quelques pistes et recommandations pour des développements futurs qui utiliseraient le même dispositif expérimental.

Cette thèse avait plusieurs objectifs et peut se décomposer en deux parties majeures. La mise en place, le fonctionnement de la torche ICP avec son caisson à vide, la création des plasmas et leur observation par spectrométrie d'émission sont le premier axe. Le second comporte l'étude des spectres, la recherche des températures et des caractéristiques des plasmas et les différentes comparaisons avec le logiciel SPARTAN.

Pour commencer, les expériences ont été généralement réussies. Les plasmas de N_2 sont d'une taille suffisante pour permettre une étude sur toute leur longueur. En outre, des essais avec différents gaz comme l'Ar ou l'He montrent des plasmas longs, intenses et stables, ce qui démontre l'efficacité du nouveau dispositif basse pression. Cependant, le point noir est la taille du plasma de CO_2 . Durant les trois années que cette thèse a duré, les très nombreuses modifications ou différents tests n'ont pas permis d'obtenir un plasma suffisamment grand. L'étude reste possible en analysant le plasma à l'intérieur de l'inducteur (ou juste à la sortie de la torche) mais ce jet de plasma reste décevant lorsque d'autres expériences de plasma de CO_2 dans la littérature ne semblent pas avoir ce problème.

Malgré ce manque de solutions pour ce plasma en particulier, les observations spectrométriques ont été particulièrement riches. La majorité des spectres enregistrés est présentée dans ce mémoire, les seuls spectres non présentés ne concernent que certains mélanges sortant du cadre de la thèse (Ar pur ou He). Les gaz utilisés et étudiés sont d'abord le N_2 et le CO_2 purs et sont aussi ajoutés des mélanges correspondant à l'atmosphère de la planète Mars pour reproduire au mieux les conditions d'une rentrée atmosphérique martienne. Les observations en différents points du dard de plasma ont aussi mis en évidence les modifications internes au plasma, de sa création à sa dispersion et son refroidissement dans la cuve. Les températures, relevées par différentes méthodes, montrent toutes cette augmentation puis cette diminution.

Ces températures démontrent aussi le grand déséquilibre thermique au sein du plasma et les différents échanges entre les termes d'énergies électroniques, vibrationnelles et rotationnelles. Les résultats sont assez différents pour les différents gaz : le N_2 a tendance à se refroidir lentement alors que le CO_2 , comme

CHAPITRE 5. CONCLUSION GÉNÉRALE

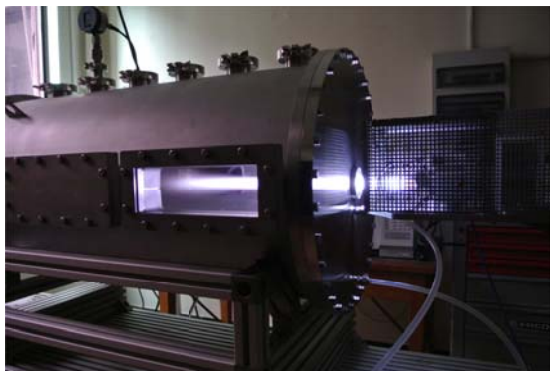


FIGURE 5.17 – Plasma d'Ar pur.

son observation le présupposait, se refroidit dès la sortie de l'inducteur.

Cette thèse a aussi proposé une nouvelle méthode pour trouver les températures d'excitations moléculaires des plasmas. La méthode utilisant la transformée de Fourier d'un extrait de spectre permet dans le cas du N_2 d'avoir des résultats d'une précision approchant une méthode de comparaison plus directe. Malheureusement, il a aussi été observé une indépendance totale de l'amplitude des harmoniques du spectre de la molécule de CN par rapport à ses températures. La démonstration que cette méthode peut apporter des résultats complémentaires dans certains cas a été faite. Il reste cependant à trouver quels spectres et quelles molécules sont utilisables.

Enfin, l'observation de l'expérience par une caméra thermique a donné des résultats pour le moins surprenants. L'idée initiale avait été d'observer le tube en quartz et le plasma, puis de soustraire la contribution du tube pour obtenir le rayonnement du plasma. Les observations ont démontré l'impossibilité, à cette longueur d'onde tout du moins, de cette procédure : le plasma ne rayonne pas. Cependant, la température du tube en quartz permet de remonter, par des calculs de thermodynamique simple, à plusieurs caractéristiques, que ce soit du dispositif en général mais aussi du plasma directement. À terme, il est envisageable d'utiliser cette procédure pour avoir un nouvel élément d'analyse des plasmas thermiques.

Les résultats finaux en températures ont tendance à converger, pour le gaz de N_2 , autour de 1000 K à l'entrée de l'inducteur, puis à monter vers 2000 K en sortie d'inducteur et redescendre lentement pour les températures rotationnelles. Les températures vibrationnelles suivent la même évolution mais avec des valeurs beaucoup plus hautes, montant jusqu'à 10000 K dans l'inducteur et redescendant lentement vers les 5000 K.

Pour l'atmosphère de Mars, les résultats montrent un plasma se formant et se refroidissant très vite. Les températures monteraient aux alentours de 8000 K puis chuteraient très vite en dessous des 6000 K après quelques centimètres. Les températures d'excitations atomiques, observées proche de la sortie de l'inducteur montrent aussi des températures en dessous des 5000 K.



FIGURE 5.18 – Bouclier thermique de la capsule Schiaparelli (EXOMARS 2016) avant et arrière.

Les perspectives concernant ce travail de thèse portent sur plusieurs axes. Le premier est l'ajout sur l'expérience du dispositif ICOTOM du CNES qui est une copie de l'expérience du même nom déployé sur la mission EXOMARS 2016. EXOMARS est une mission en trois parties, les deux premières lancées en 2016 sont EXOMARS TGO (Trace Gaz Orbiter) et EXOMARS EDM (Entry, Descent and Landing Demonstrator Module) appelé aussi capsule Schiaparelli. C'est sur cette dernière que sera installé, derrière le bouclier thermique, l'instrument ICOTOM servant à l'observation du plasma de la rentrée dans de grandes plages de longueurs d'ondes infrarouges. Ces essais et étalonnages avec ICOTOM permettraient à terme une collaboration avec le CNES pour obtenir des données directement en provenance d'une véritable rentrée atmosphérique martienne.

Le deuxième axe porte sur l'amélioration de la méthode de recherche de température par la transformée de Fourier : outre les programmes pouvant être encore améliorés pour faciliter les calculs, il reste à chercher si d'autres structures dans le plasma martien, ou d'autres plasmas, sont utilisables. Les propriétés des structures de rayonnement du N_2 ne sont peut-être pas uniques et cette méthode pourrait fournir des données complémentaires.

Le troisième axe de développement serait de vérifier les résultats obtenus par la caméra thermique : à terme, cela pourrait donner un nouvel outil pour analyser la température et l'enthalpie du plasma et surtout leur variation en fonction de la position du gaz dans le tube.

Le dispositif expérimental pourrait ensuite être amélioré de différentes manières suivant les besoins, quelques idées ont déjà été proposées : un miroir interne couplé à un hublot transparent à l'infrarouge pourrait permettre d'observer le plasma par la caméra thermique en coupe à la sortie de la torche. Une sonde enthalpique pourrait être aussi insérée dans le caisson pour fournir d'autres mesures et confirmer ou infirmer les résultats de la caméra. Un dispositif d'interférence laser peut aussi être utilisé pour obtenir les densités électroniques.

CHAPITRE 5. CONCLUSION GÉNÉRALE

Annexe A

Étude de la longueur du plasma

A.1 Introduction

Comme indiqué précédemment, la composition du gaz a un rôle majeur dans la longueur du plasma. En outre, chaque paramètre d'entrée de la torche (tension, intensité, débit) joue un rôle assez mal compris. Les expériences avec le CO_2 affichant une longueur de plasma très faible, et ce pour un domaine de variation des paramètres d'entrée très large, il a semblé nécessaire d'essayer de quantifier quels paramètres jouent sur la taille du plasma, quelles sont les tailles atteignables avec la torche à l'heure actuelle et, éventuellement, quels changements apporter pour optimiser l'observation du plasma.

A.2 Analyse empirique

La création du plasma par différents gaz a montré très rapidement les changements significatifs de la taille du dard. Les premières expériences tests avec l'Ar pur ont donné des plasmas de grande dimension (entre 30 cm à 1 mètre). Cependant, lors du changement de gaz plasmagène, il est apparu un raccourcissement significatif du dard.

Le N_2 donne un plasma de taille moyenne (10 cm) et le CO_2 un plasma de taille très courte ne sortant pas des spires de l'inducteur. Lors de ces expériences, il a été observé une impossibilité d'obtenir un courant de grille de 0 A avec la torche, contrairement avec l'expérience d'Ar.

Le courant de grille des deux triodes doit être le plus proche de 0 A et est normalement réglé manuellement par la montée ou la descente d'un cadre changeant la valeur d'inductance d'une bobine au cours de l'expérience. Cependant, la plage de valeurs ainsi accessible ne permettait plus d'atteindre une valeur suffisamment faible. Le courant de grille dépend aussi d'un condensateur, situé dans la torche, et constitué de deux plaques métalliques espacées de quelques millimètres. Il a donc été décidé de modifier l'espacement de ces plaques afin de trouver une plage de valeur qui permettrait d'atteindre le plus faible courant de grille. Après plusieurs essais, la torche est maintenant réglée pour avoir un

ANNEXE A. ÉTUDE DE LA LONGUEUR DU PLASMA

courant de grille de 0 A pour tous les mélanges de gaz que nous avons testés.

En outre, ce changement a permis d’allonger légèrement la taille du plasma, notamment dans le cas du N_2 (la taille maximum peut atteindre 50 cm), et légèrement dans le cas du CO_2 (désormais le dard sort de quelques centimètres et s’avère plus émissif).

La taille du plasma n’étant toujours pas satisfaisante, d’autres idées ont été ensuite mises en œuvre.

L’Ar étant un gaz facilement ionisable, une idée a été de l’utiliser dans un mélange avec du CO_2 afin de faciliter la sortie du dard de plasma. Les essais ont cependant montré qu’une très faible proportion de CO_2 suffit à diminuer la taille du plasma de manière significative.

Une deuxième idée est de jouer sur les paramètres d’entrée de la torche : la puissance étant limitée vers 3 kW, un débit plus faible de gaz à puissance constante impliquerait alors une densité d’énergie plus grande dans le gaz et donc un chauffage plus puissant. La diminution du débit a effectivement permis de gagner en luminosité dans le cas du CO_2 mais très peu en longueur.

La pression de la cuve est aussi un paramètre réglable mais sa variation n’a montré aucune variation significative de la longueur du plasma. La seconde difficulté est qu’à haute pression, certains plasmas ne peuvent démarrer sans aide.

A.3 Effet des paramètres d’entrée sur la longueur du plasma

Avec l’échec de l’obtention d’un plasma de grande longueur avec le CO_2 ainsi que l’observation de certaines caractéristiques du plasma (comme sa variation de taille en fonction du débit), il a semblé nécessaire d’effectuer une étude plus poussée de la longueur du plasma en fonction des paramètres d’entrées.

L’expérience réalisée est la suivante : avec un gaz de N_2 qui présente les plus larges variations de taille, il a été installé un instrument permettant de mesurer la longueur du plasma. De nombreux points de mesures ont ensuite été pris pour des puissances et des débits différents.

Le système de mesure est très simple : il s’agit d’un rapporteur placé contre le hublot d’observation pour obtenir l’angle sous lequel le plasma est observé. Un simple développement trigonométrique donne ensuite la longueur du plasma. La précision du rapporteur a été testée sur une règle graduée et montre une précision de l’ordre du centimètre pour des tailles comparables à celles du plasma. Cette précision est jugée suffisante, la principale source d’erreur étant la frontière très diffuse du plasma, parfois difficilement discernable.

Les résultats peuvent être visualisés sur la figure [A.1](#).

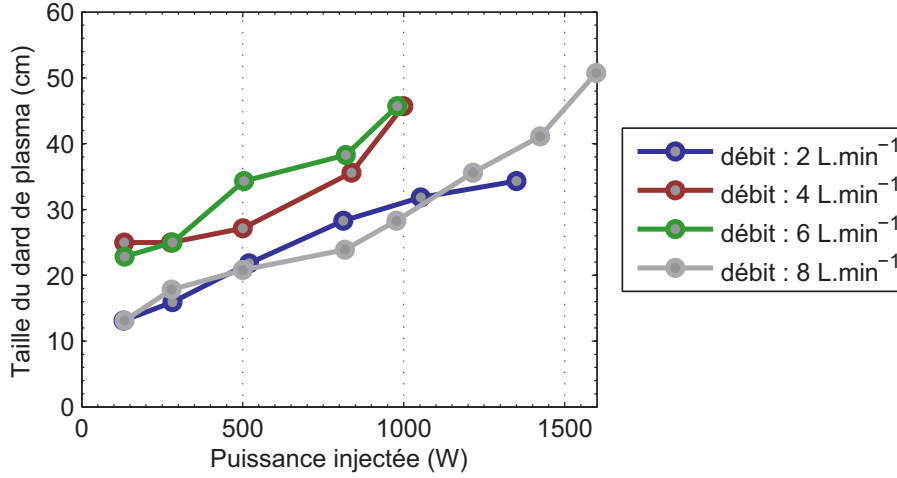


FIGURE A.1 – Taille du plasma de N_2 en fonction de la puissance injectée dans la torche pour quatre valeurs de débit de gaz.

La première observation confirme que l'augmentation de puissance permet d'allonger le plasma. On observe clairement une relation plus ou moins linéaire entre les deux valeurs.

La deuxième observation montre que le débit fait d'abord augmenter la taille avant de la réduire.

A.4 Étude du nombre de Reynolds dans le cas de N_2

Une tentative d'explication de ce phénomène fait intervenir la mécanique des fluides, la turbulence pouvant expliquer ce phénomène.

Pour vérifier cette possibilité, le nombre de Reynolds est calculé pour différentes valeurs de débit.

$$Re = \frac{V \rho_{plasma} D}{\mu}$$

Avec V la vitesse caractéristique du gaz, ρ la masse volumique, D la taille caractéristique dans l'écoulement, et μ la viscosité dynamique.

La détermination de ces valeurs n'est pas triviale et le raisonnement pour les obtenir a été le suivant :

D : la taille a été choisie comme le diamètre du tube en quartz. Le gaz s'étendant ensuite dans la cuve, cette valeur est peut-être trop faible et est corrigée par la suite.

μ la viscosité dynamique n'est pas évidente à obtenir pour les gaz à haute température et encore moins dans le cas des plasmas. La valeur choisie est de $10^{-4} Pa.s$ qui est l'ordre de grandeur des valeurs trouvées par [1], [2] ou [3].

ρ_{plasma} la masse volumique du plasma sera inutile comme on peut le voir par la suite. La masse volumique du N_2 à pression atmosphérique et température de $15^\circ C$ est de $5,61 kg.m^{-3}$.

ANNEXE A. ÉTUDE DE LA LONGUEUR DU PLASMA

V : la vitesse est la valeur qui va varier en fonction du débit de gaz.

$$V = \frac{Q_{plasma}}{0.25\pi D^2}$$

Avec Q_{plasma} , le débit volumique au sein du plasma. Cette donnée est a priori inconnue, car la température étant largement supérieure, la masse volumique va donc changer et le débit dans le plasma sera différent du débit volumique à l'entrée de l'expérience. Cependant, d'après la loi de conservation de masse, les débits massiques seront identiques, donc le débit volumique au sein du plasma est obtenu par la formule suivante :

$$Q_{plasma} = \frac{Q_{ent}\rho_{ent}}{\rho_{plasma}}$$

On obtient, en combinant les trois équations précédentes :

$$Re = \frac{Q_{ent}\rho_{ent}}{0.25\pi\mu D}$$

La variation du nombre de Reynolds en fonction du débit injecté est calculée sur la figure A.2. On observe que les valeurs du nombre de Reynolds sont de l'ordre de grandeur de ce qu'on appelle le régime laminaire. Généralement en dessous de 2000, l'écoulement est considéré comme laminaire, au-dessus de 3000 il est considéré comme turbulent.

Cependant, avec le passage dans la cuve, la taille caractéristique est multipliée car le diamètre de la cuve est plus grand que celui du tube en quartz. Ce nouveau calcul est présenté sur la même figure. Le nombre de Reynolds est alors dans le régime transitoire entre l'écoulement laminaire et turbulent. Il est clair qu'à haut débit, le régime passera très facilement en mode turbulent.

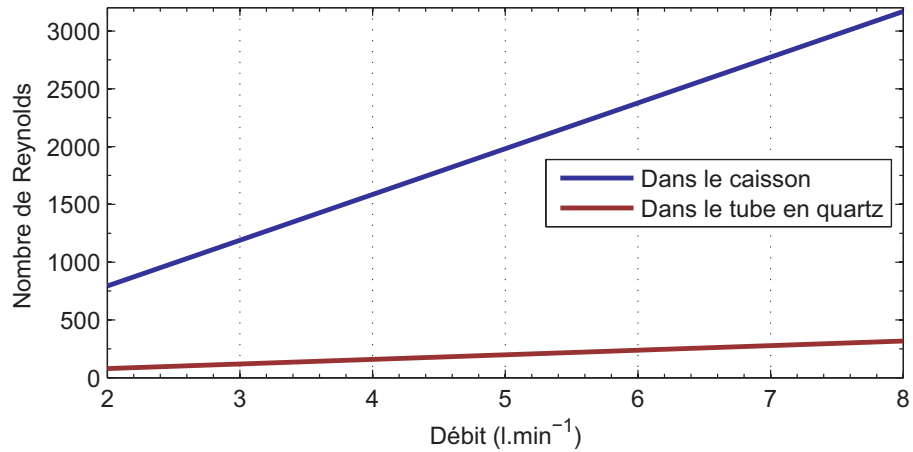


FIGURE A.2 – Nombre de Reynolds du plasma de N_2 en fonction du débit dans le tube en quartz et dans la cuve.

En outre, on observe à très haut débit (au-dessus de 10 l.min^{-1}) des effets turbulents visibles dans le jet de plasma lui-même, notamment dans le cas de

l'Ar et du N₂ où le dard oscille en bout du plasma ce qui confirme l'apparition de la turbulence.

Cette turbulence peut expliquer le phénomène de raccourcissement du plasma dans le cas des débits élevés. En effet, le phénomène de turbulence augmente de manière significative les échanges de chaleur convectifs ce qui contribue alors au refroidissement du jet. Un jet plus froid va alors arrêter de rayonner plus rapidement.

Bibliographie

- [1] AB Murphy. Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 15(2) :279–307, 1995.
- [2] MP Planche, JF Coudert, and P Fauchais. Velocity measurements for arc jets produced by a dc plasma spray torch. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 18(2) :263–283, 1998.
- [3] J Aubreton, MF Elchinger, and P Fauchais. New method to calculate thermodynamic and transport properties of a multi-temperature plasma : application to n2 plasma. Plasma chemistry and plasma processing, 18(1) :1–27, 1998.

ANNEXE A. ÉTUDE DE LA LONGUEUR DU PLASMA

Annexe B

Résultats obtenus avec la caméra thermique

B.1 Introduction

Dans cette annexe est présenté l'ensemble des résultats pour les trois expériences observées avec la caméra infrarouge.

B.2 Résultats expérience argon

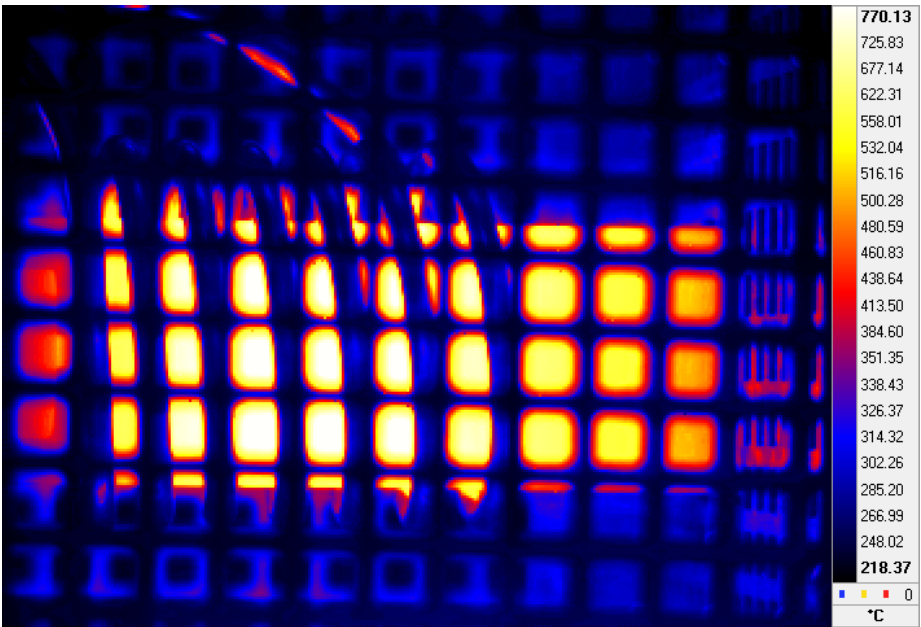


FIGURE B.1 – Image infrarouge brut - Ar - zone de l'inducteur

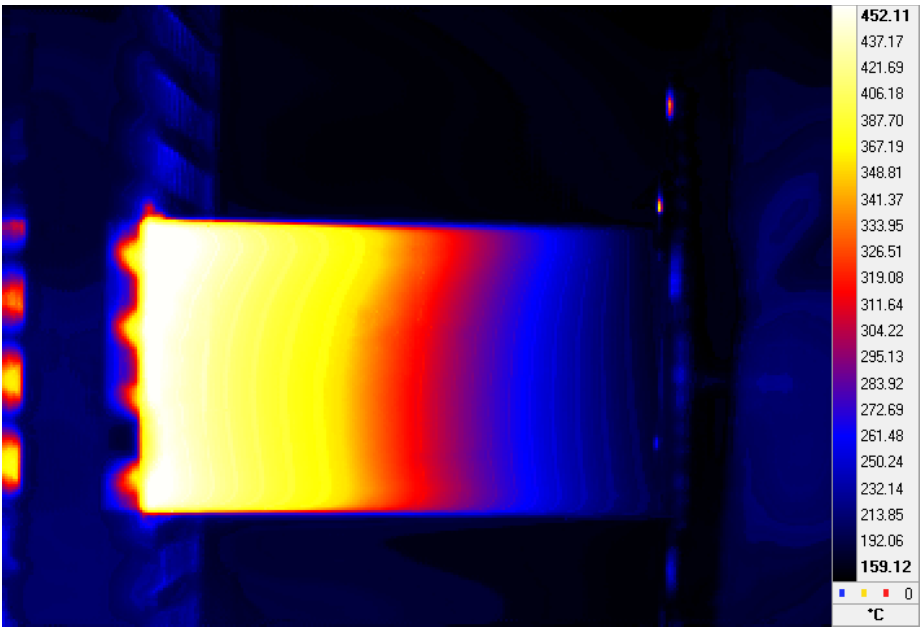


FIGURE B.2 – Image infrarouge brut - Ar - tube en quartz

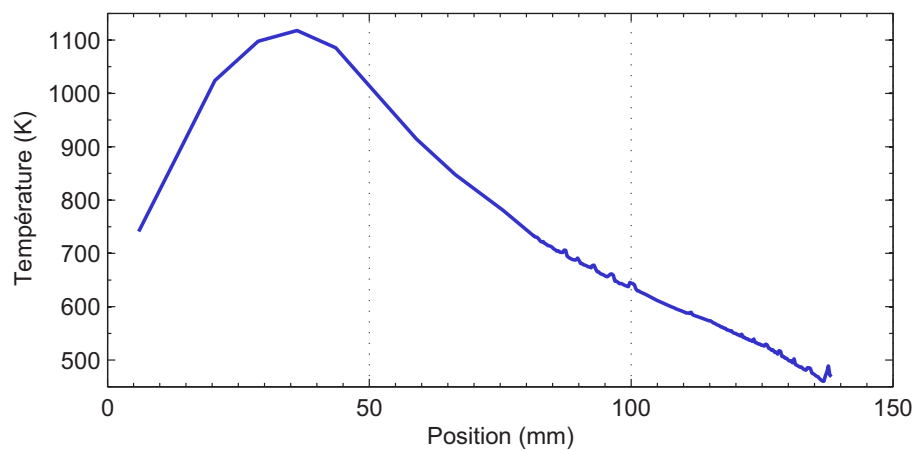


FIGURE B.3 – Température du quartz - Ar

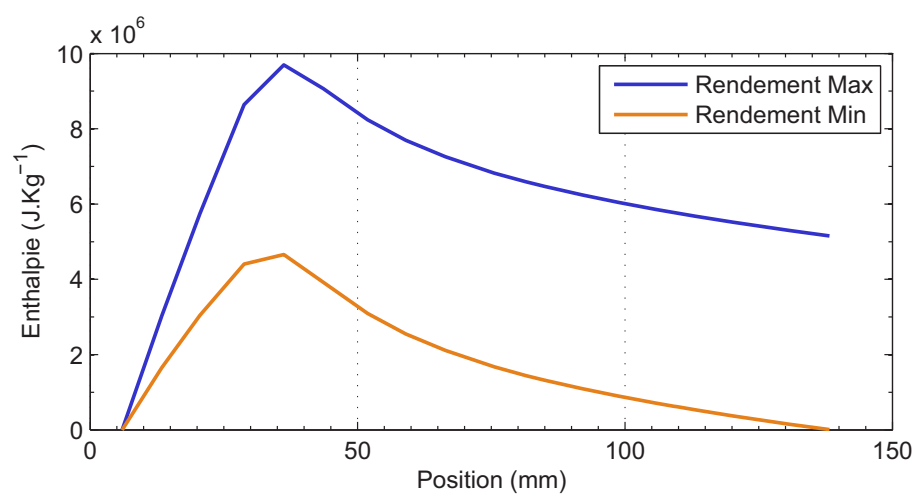


FIGURE B.4 – Enthalpie estimée du plasma - Ar

ANNEXE B. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LA CAMÉRA THERMIQUE

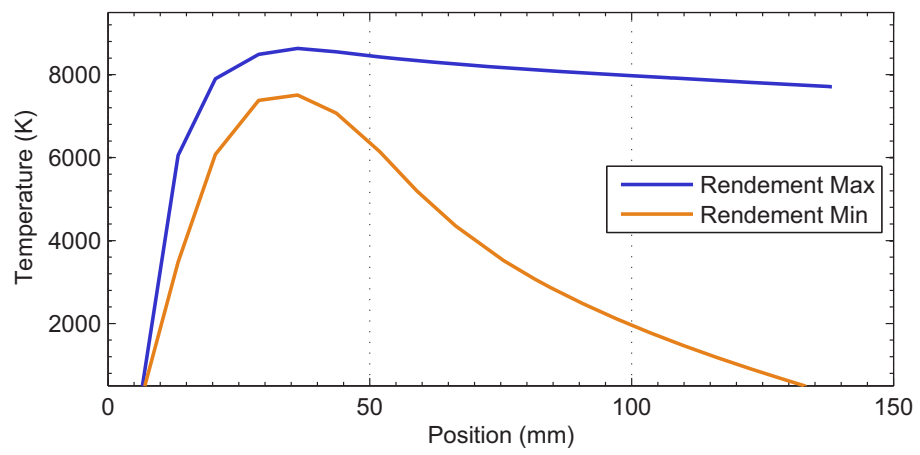


FIGURE B.5 – Température estimée du plasma - Ar

B.3 Résultats expérience diazote

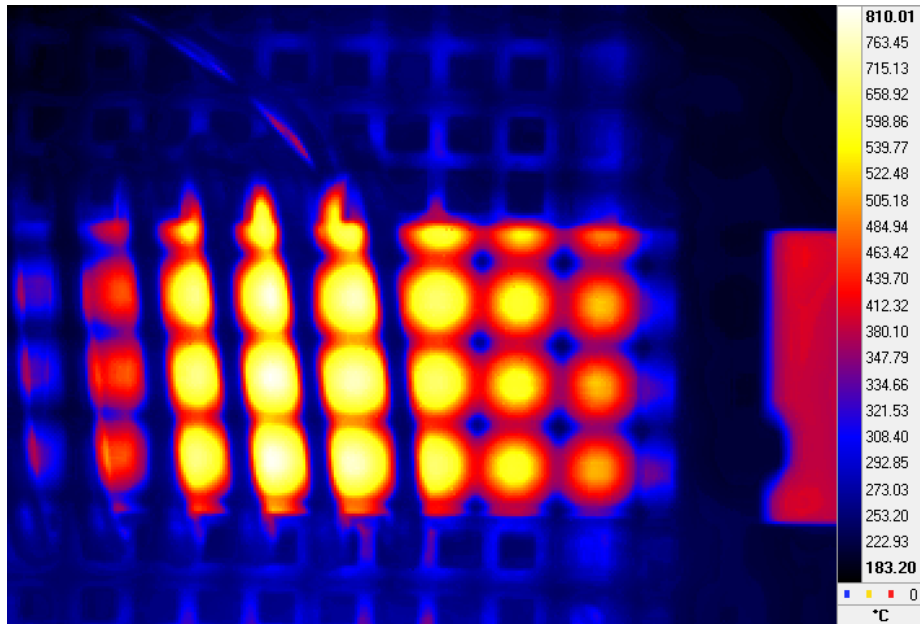


FIGURE B.6 – Image infrarouge brut - N_2 - zone de l'inducteur

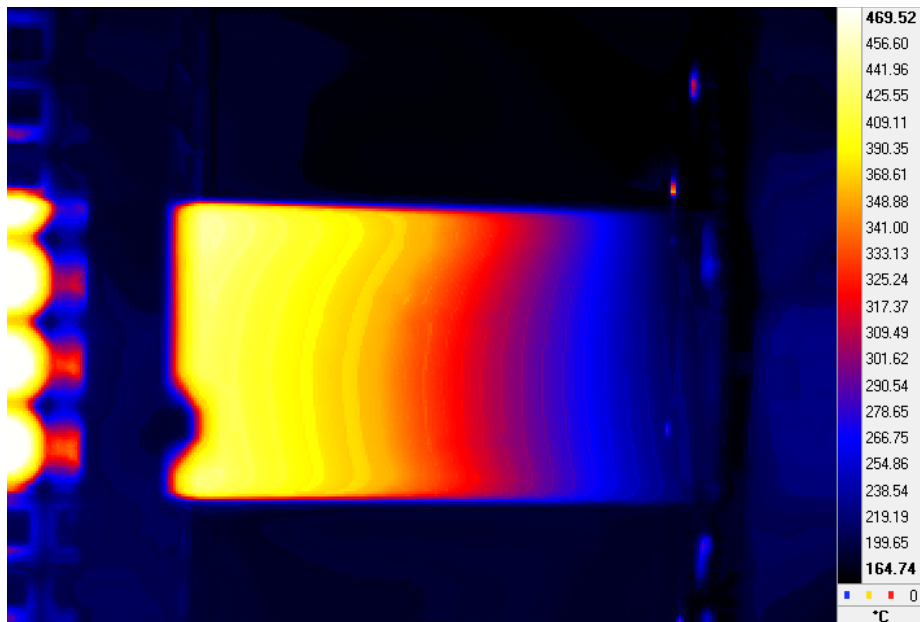


FIGURE B.7 – Image infrarouge brut - N_2 - tube en quartz

ANNEXE B. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LA CAMÉRA THERMIQUE

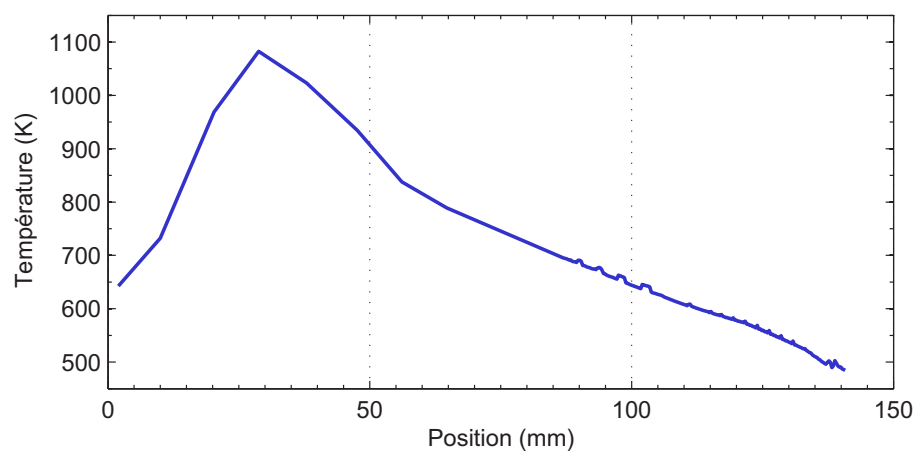


FIGURE B.8 – Température du quartz - N₂

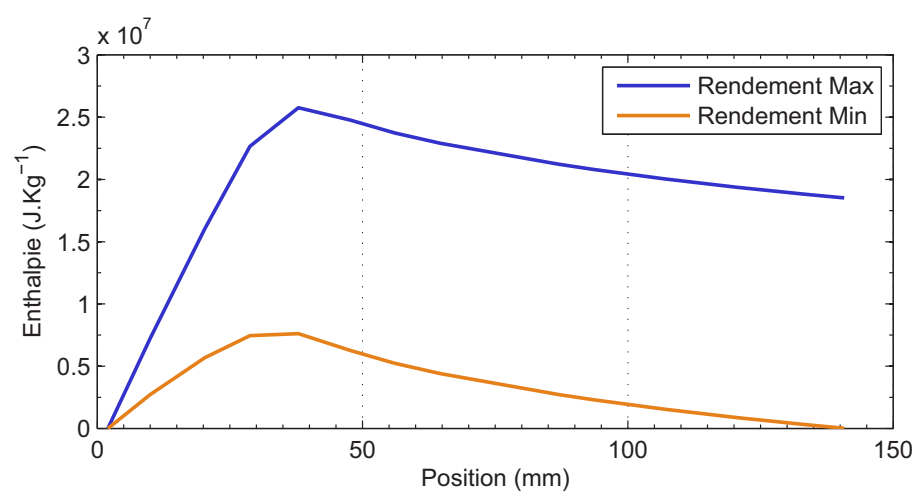


FIGURE B.9 – Enthalpie estimée du plasma - N₂

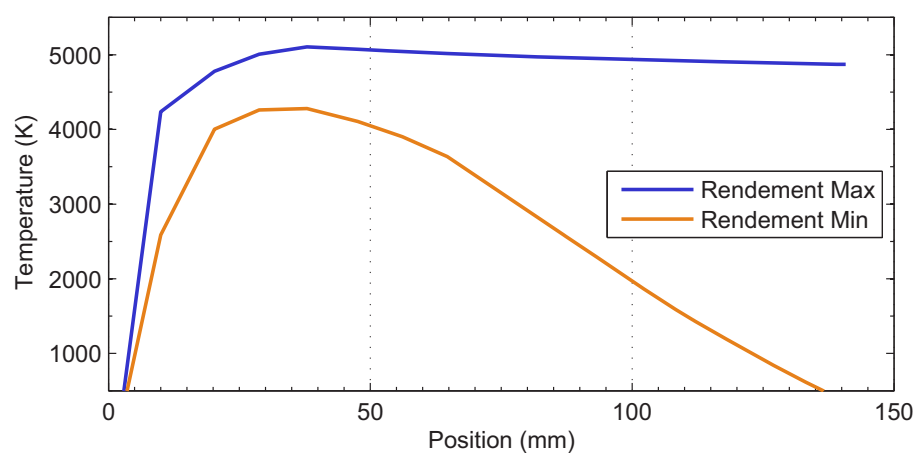


FIGURE B.10 – Température estimée du plasma - N_2

B.4 Résultats expérience dioxyde de carbone

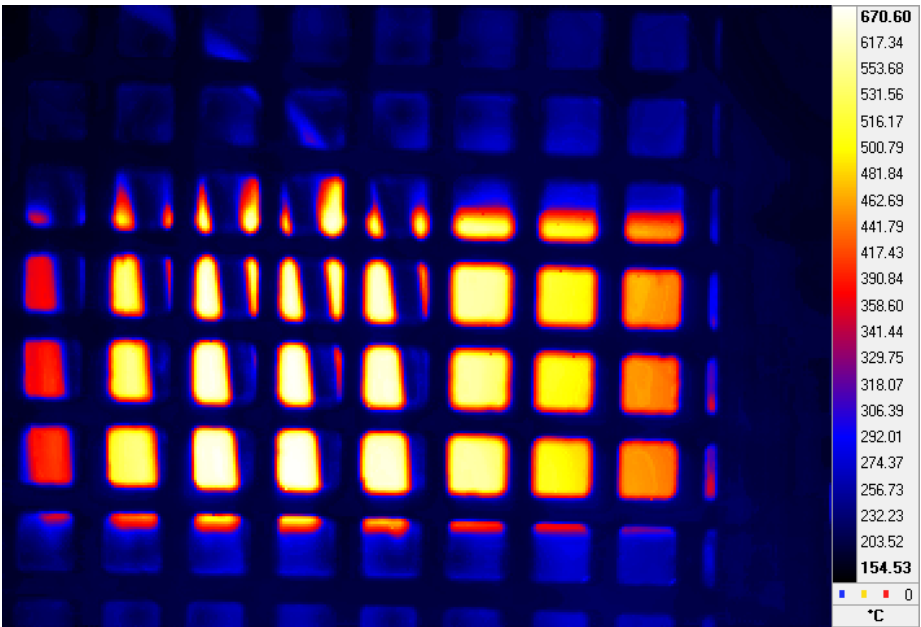


FIGURE B.11 – Image infrarouge brut - CO₂ - zone de l'inducteur

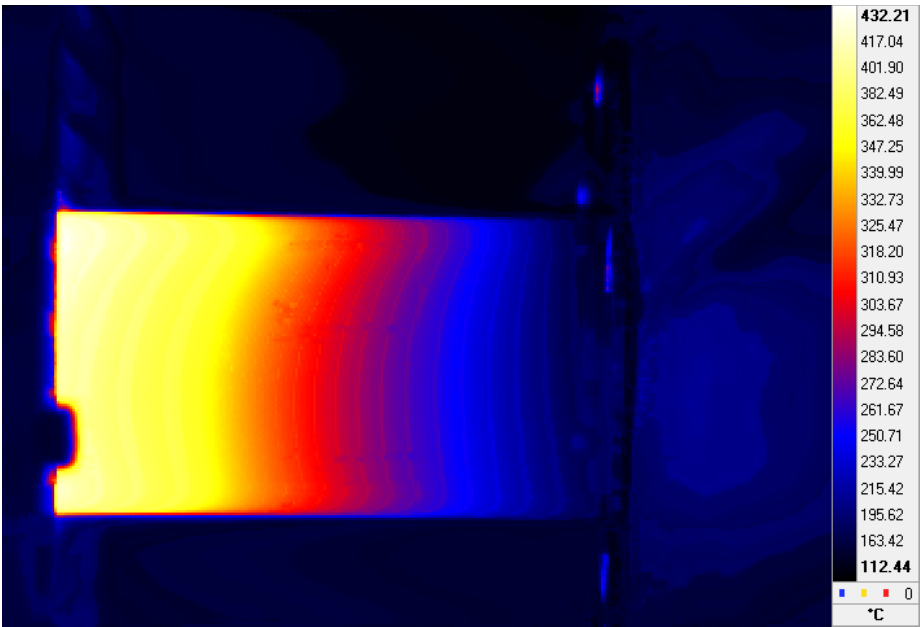


FIGURE B.12 – Image infrarouge brut - CO₂ - tube en quartz

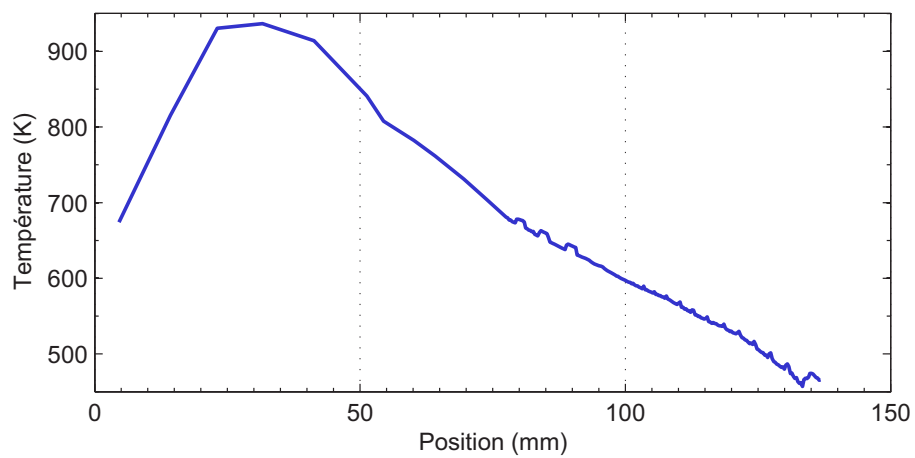


FIGURE B.13 – Température du quartz - CO₂

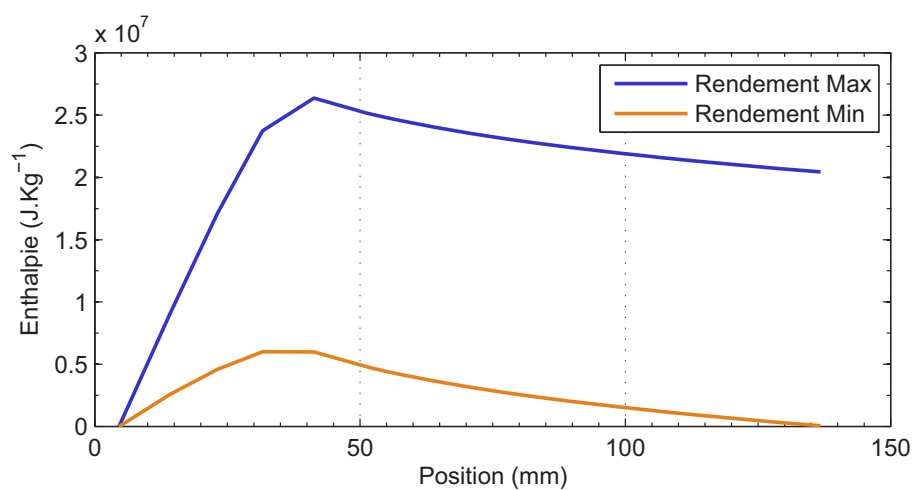


FIGURE B.14 – Enthalpie estimée du quartz - CO₂

ANNEXE B. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LA CAMÉRA THERMIQUE

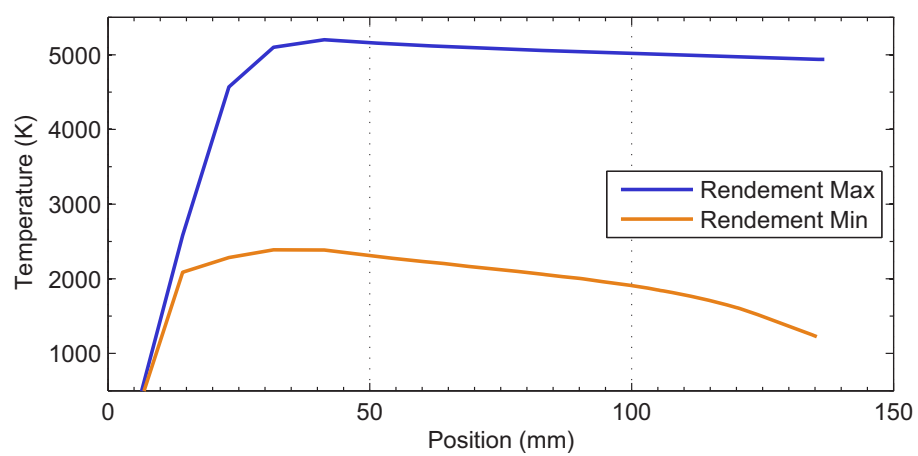


FIGURE B.15 – Température estimée du quartz - CO₂

Table des figures

1	Image de Osuga Valles par la sonde Mars Express de l'ESA en décembre 2013.	9
2	Évolution de l'enthalpie en fonction de la pression post-choc dans les conditions d'une rentrée terrestre (Apollo 4) et martienne (EXOMARS) [6]	11
1.1	Trajectoire de mise en orbite classique (gauche) et d'aérofreinage (droite) après un voyage interplanétaire.	14
1.2	Densités des atmosphères de la Terre et de Mars [7].	15
1.3	Une météorite rentrant dans l'atmosphère terrestre et entourée de plasma. Non protégée par un bouclier, la météorite explosa au-dessus de Tcheliabinsk (Russie), à 9h20, le 15 février 2013. L'énergie totale dégagée a été 30 fois supérieure à une bombe atomique.	16
1.4	Différentes classes de plasmas en fonction de leur température et leur densité électronique.	17
2.1	Schéma récapitulatif de la géométrie des expériences.	32
2.2	Plasma de Ar.	34
2.3	Plasma de N ₂	34
2.4	Au milieu : la torche et son alimentation, à gauche les bouteilles de gaz, à droite la cuve basse pression.	34
2.5	Plasma de CO ₂	35
2.6	Schématisation de l'enceinte à vide	35
2.7	Au milieu : la cuve basse pression, à droite l'évacuation des gaz et les pompes.	36
2.8	A droite le spectromètre. Au milieu, la fibre optique et la lentille collectrice. Au fond, les systèmes de refroidissement à eau et de réglage de débit de gaz.	36
2.9	Les deux pompes à vide et leur évacuation.	37
2.10	Configuration des éléments de spectrométrie.	38
2.11	Adaptateur OFA X 0.1	39
2.12	Caméra Thermique System Jade III CEDIP.	39
2.13	L'observation de l'angle entre la paroi verticale de la cuve et le bord du plasma permet de remonter simplement à sa longueur par trigonométrie.	41

TABLE DES FIGURES

3.1	Décalage entre les raies observées par le spectromètre et la position théorique pour l'expérience de plasma d'Ar 1 et l'observation d'une lampe Mercure-Cadmium.	44
3.2	Courbe d'étalonnage du spectromètre pour le réseau 600 trait.mm ⁻¹ .	45
3.3	Ensemble des 13 spectres bruts d'un plasma de N ₂ .	46
3.4	Spectre global du même plasma de N ₂ après traitement et normalisation.	46
3.5	Exemple du programme de recherche de raies sur un extrait de spectre d'un plasma de type atmosphère martienne.	47
3.6	Exemple de résultats : ici C _c représente la différence entre les aires d'un spectre expérimental avec les spectres théoriques.	48
3.7	Exemple de calcul de composition pour un plasma de CO ₂ . Seuls 5 éléments sont affichés pour des raisons de clarté.	49
3.8	Spectre de l'expérience 2	51
3.9	Spectre de l'expérience 3	52
3.10	Spectre de l'expérience 4	53
3.11	Spectre de l'expérience 5	54
3.12	Spectre de l'expérience 6	55
3.13	Spectre de l'expérience 7	56
3.14	Spectre de l'expérience 8	57
3.15	Spectre de l'expérience 9	58
3.16	Spectre de l'expérience 10	59
3.17	Spectre de l'expérience 11	60
3.18	Spectres 1 et 2 de l'expérience 12 (normalisé)	61
3.19	Spectres 3 et 4 de l'expérience 12 (normalisé)	61
3.20	Spectre de l'expérience 13	62
3.21	Spectre de l'expérience 13	62
3.22	Spectres de l'expérience 14 : position de 1 à 8 respectivement de gauche à droite et de haut en bas.	63
3.23	Spectres de l'expérience 15 : position de 1 à 8 respectivement de gauche à droite et de haut en bas.	65
3.24	Droite de Boltzmann pour les expériences 2 et 3.	67
3.25	Exemple de spectre N ₂ correspondant à la première position d'observation de l'expérience 12.	69
3.26	Comparaison entre le spectre expérimental de N ₂ de l'expérience 12 et une simulation sur SPARTAN du second système positif. Normalisation sur la raie 359 nm. (T _{rot} =1000 K , T _{vib} =10000 K)	70
3.27	Comparaison entre le spectre expérimental de N ₂ de l'expérience 13 et une simulation sur SPARTAN du second système positif. Normalisation sur la raie 359 nm. (T _{rot} =1000 K , T _{vib} =9000 K)	70
3.28	Exemple de spectre N ₂ correspondant à la troisième position d'observation de l'expérience 12.	71
3.29	Deux exemples de simulations SPARTAN comparées avec un spectre expérimental de N ₂ . Normalisation sur la raie 661 nm. (T _{rot} fixé à 1000 K)	72
3.30	Température électronique fixée à 7000 K.	73
3.31	Température électronique fixée à 7250 K.	73
3.32	Température électronique fixée à 7500 K.	73
3.33	Trois spectres simulés pour trois rapports de densité différents comparés au spectre expérimental au voisinage de 390 nm	74

3.34	Trois spectres simulés pour trois rapports de densité différents comparés au spectre expérimental au voisinage de 424 nm	75
3.35	Spectre du plasma martien. La normalisation est effectuée en divisant par l'intensité de la raie spectrale d'oxygène la plus grande.	76
3.36	Comparaison sur le spectre de CN.	76
3.37	Raies spectrales de C et O (la raie à 926 nm est celle d'oxygène).	77
3.38	Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	78
3.39	Extrait du spectre de la position 2 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	78
3.40	Extrait du spectre de la position 3 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	78
3.41	Extrait du spectre de la position 4 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	79
3.42	Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	79
3.43	Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	80
3.44	Extrait du spectre de la position 1 de l'expérience 12 et simulation SPARTAN.	80
3.45	Évolution de la température vibrationnelle en fonction de la position d'observation.	81
3.46	Évolution de la température rotationnelle en fonction de la position d'observation.	81
3.47	Coefficient de Corrélacion entre les simulations SPARTAN pour chaque couple de température et l'un des spectres (position 3) de l'expérience 15.	83
3.48	Trois simulations SPARTAN correspondant à trois couples de températures et le spectre expérimental pour comparaison.	83
3.49	Température de la molécule CN en fonction de la position d'observation d'après la méthode de soustraction.	84
3.50	Coefficient de Corrélacion entre les simulations SPARTAN pour chaque couple de températures et l'un des spectres (position 1) de l'expérience 12 pour l'une des sous-structures du premier système positif de N ₂	85
4.1	Structures du spectre entre 700 et 780 nm d'un plasma de N ₂ pour quatre températures rotationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température vibrationnelle fixée à 8000 K).	88
4.2	Structures du spectre entre 700 et 780 nm d'un plasma de N ₂ pour quatre températures vibrationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température rotationnelle fixée de 2000 K).	88
4.3	Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre températures rotationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température vibrationnelle fixée à 8000 K).	90
4.4	Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre températures vibrationnelles différentes (Simulation SPARTAN, température rotationnelle fixée à 2000 K).	90
4.5	Transformée de Fourier de la structure 700 nm - 780 nm pour quatre positions d'observations. (Experience 12).	91

TABLE DES FIGURES

4.6	Amplitude du deuxième pic (harmonique $0,08 \text{ nm}^{-1}$) en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 749 nm .	94
4.7	Amplitude du deuxième pic (harmonique $0,08 \text{ nm}^{-1}$) en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 777 nm .	94
4.8	Coefficient en fonction des températures vibrationnelles et rotationnelles. Normalisation : 668 nm . Le plan situé en $C = 0,051$ représente la hauteur de l'harmonique de la transformée de Fourier de l'expérience 12 en position 2.	95
4.9	Exemple de comparaison entre le coefficient de l'expérience 12 position 2 (en vert) et les coefficients simulés (rouge = 16000 K / bleu = 3000 K). Chaque courbe représente une température vibrationnelle différente (normalisation sur 749 nm).	96
4.10	Exemple de comparaison entre le coefficient de l'expérience 12 position 2 (en vert) et les coefficients simulés (rouge = 3000 K / bleu = 1000 K). Chaque courbe représente une température rotationnelle différente (normalisation sur 777 nm).	96
4.11	Température rotationnelle de l'expérience 12.	97
4.12	Température rotationnelle de l'expérience 13.	97
4.13	Profil de température vibrationnelle de l'expérience 12.	98
4.14	Profil de température vibrationnelle de l'expérience 13.	98
4.15	Température rotationnelle combinée des expériences 12, 13 et 14.	99
4.16	Température vibrationnelle combinée des expériences 12, 13 et 14.	99
4.17	Spectre de la molécule CN de l'expérience 15 pour les quatre premières positions d'observations.	100
4.18	Amplitude des deux plus grandes harmoniques du spectre CN de l'expérience 15 en fonction de la position d'observation.	101
4.19	Les quatre premières transformées de Fourier de l'expérience 15.	101
5.1	Courbes d'étalonnage de la caméra thermique lors de l'observation d'un corps noir pour trois différents temps de pose et une température de caméra de 37°C .	104
5.2	Image moyennée temporellement de l'observation du corps noir réglé à 500°C .	104
5.3	Coupe horizontale en température de la figure de gauche.	104
5.4	Zone de la torche entre la cage de Faraday (à gauche) et le caisson (à droite). Cette image est une moyenne temporelle de trois prises de vue de 20 secondes pour les trois étalonnages.	107
5.5	Zone de l'inducteur : on peut observer en bleu l'ombre de l'inducteur et de la cage de Faraday. Cette image est une moyenne temporelle de trois prises de vue de 20 secondes pour les trois étalonnages.	107
5.6	Résultat brut de températures calculées par la caméra thermique sur une coupe horizontale : les variations brutales de la partie à l'intérieur de l'inducteur correspondent à l'ombre de la cage de Faraday.	108
5.7	Température estimée du tube en quartz en fonction de la position en mm.	109

5.8	Moyenne sur un rectangle centré sur le quartz de l'intensité lumineuse reçue par la caméra au cours du temps.	109
5.9	Bilan de puissance de l'ensemble torche / plasma.	111
5.10	Définition des valeurs de flux utilisées.	113
5.11	Puissance linéique dissipée par le quartz en fonction de la position.	114
5.12	Enthalpie du plasma de N_2 en fonction de sa position dans le tube. Les deux courbes correspondent aux valeurs maximum et minimum.	116
5.13	Enthalpie massique des plasmas en fonction de leur température, d'après les travaux de P.ANDRE.	117
5.14	Température max et min du plasma de N_2	118
5.15	Les points expérimentaux représentent le coefficient C, les données théoriques correspondent au coefficient de conductivité divisé par le rayon du tube. Les données proviennent de [7] et [8].	120
5.16	Courbe identique à la figure 5.15 mais en fonction de la position dans le tube. On observe clairement la divergence à partir de 90 mm.	120
5.17	Plasma d'Ar pur.	124
5.18	Bouclier thermique de la capsule Schiaparelli (EXOMARS 2016) avant et arrière.	125
A.1	Taille du plasma de N_2 en fonction de la puissance injectée dans la torche pour quatre valeurs de débit de gaz.	129
A.2	Nombre de Reynolds du plasma de N_2 en fonction du débit dans le tube en quartz et dans la cuve.	130
B.1	Image infrarouge brut - Ar - zone de l'inducteur	134
B.2	Image infrarouge brut - Ar - tube en quartz	134
B.3	Température du quartz - Ar	135
B.4	Enthalpie estimée du plasma - Ar	135
B.5	Température estimée du plasma - Ar	136
B.6	Image infrarouge brut - N_2 - zone de l'inducteur	137
B.7	Image infrarouge brut - N_2 - tube en quartz	137
B.8	Température du quartz - N_2	138
B.9	Enthalpie estimée du plasma - N_2	138
B.10	Température estimée du plasma - N_2	139
B.11	Image infrarouge brut - CO_2 - zone de l'inducteur	140
B.12	Image infrarouge brut - CO_2 - tube en quartz	140
B.13	Température du quartz - CO_2	141
B.14	Enthalpie estimée du quartz - CO_2	141
B.15	Température estimée du quartz - CO_2	142